Série A, nº 3864
Nº d'ordre :
4715

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Marcel GOLDBERG

1re *THÈSE*

Mesure des intensités relatives des raies X du spectre L d'éléments lourds excités par bombardement électronique

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 26 NOV. 1962 devant la Commission d'examen :

MM. GUINIER *Président*
TEILLAC, JEAN *Examinateurs*

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538119_0040

Série A, nº 3864
Nº d'ordre :
4715

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Marcel GOLDBERG

1re *THÈSE*

Mesure des intensités relatives des raies X du spectre L d'éléments lourds excités par bombardement électronique

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 1962 devant la Commission d'examen :

MM. GUINIER — *Président*
TEILLAC, JEAN — *Examinateurs*

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1962

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
M[lle] COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
R. LUCAS	T	Recherches physiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUERNEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M[lle] CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathém.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M[lle] LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M[me] TONNELAT ...	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
M[me] CHAIX	T	Chimie biologique.
M[me] HUREL-PY ...		Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M[me] DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.)
M[me] LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay)
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique .
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végét (B.M.P.V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT	T	Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPÈS	T	Zoologie.
PULLMAN..	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODÉ	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS *(suite)*

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
M^lle^ JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
G. LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère
M^me^ ALBE-FESSARD.	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.
M^lle^ QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).
M^me^ COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.
FRANC		Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLEOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie biol. (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA ...		Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
M^lle^ FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.)
M^me^ CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
M^lle^ VEIL		Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.).
J. JULLIEN		Chimie (P.C.B.).
MALGRANGE	T	Tech. math. de la Phys.
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE...		Phys. E.N.S. (Orsay)
CREVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Math. E.N.S. féminine.
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Ce travail a été effectué à l'Institut du Radium, Laboratoire Curie.

Je remercie M. le Professeur Teillac qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et a toujours suivi ce travail avec intérêt et bienveillance.

Ce travail m'a été proposé par M. Frilley, Directeur de Recherches, sous la direction et avec l'aide constante duquel il a pu être mené à bonne fin. Je tiens à lui exprimer ici toute ma gratitude.

J'exprime ma reconnaissance à M. Valadares, Directeur de Recherches, qui s'est intéressé à ce travail et dont les conseils m'ont été précieux.

Je remercie M. le Doyen Guinier pour ses observations sur le problème des corrections d'absorption dans l'anticathode.

Je remercie M. le Professeur Boussières et Mme Blandin qui m'ont fourni plusieurs anticathodes.

Ma reconnaissance va aussi à tout le personnel du Laboratoire qui m'a aidé dans ce travail.

Laboratoire Curie. Faculté des Sciences de Paris
(Professeur Jean Teillac)
11, rue Pierre-Curie, Paris 5e

MESURE DES INTENSITÉS RELATIVES DES RAIES X DU SPECTRE L, D'ÉLÉMENTS LOURDS EXCITÉS PAR BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

Par

Marcel GOLDBERG

INTRODUCTION

Un certain nombre de questions relatives à la physique de l'atome ont été reprises au cours des dernières années à la suite des problèmes posés par l'étude des phénomènes d'interaction noyau-cortège. Ces questions portent notamment sur l'ionisation et le réarrangement des couches profondes de l'atome ; elles concernent en particulier les rendements de fluorescence et les intensités relatives des raies X *ou Auger. Les résultats anciens, assez peu nombreux, étaient insuffisants et trop incertains pour résoudre les problèmes qui se posaient.*

Jusqu'en 1955, les mesures d'intensités relatives des raies du spectre K *n'avaient été effectuées que pour des éléments de* Z *moyen (23 à 49* (43) *et 24 à 52* (65)) *et 2 éléments lourds* W *et* Pt (32). *Pour le spectre* L, *les résultats ne portaient que sur 5 éléments lourds (*Z = *73* (9) (28), *74 et 78* (30), *90 et 92* (2)), *4 éléments de* Z *moyen (42, 45, 46, 47)* (30), *et quelques éléments plus légers (*Z *de 19 à 27)* (54).

Depuis, Beckman (6) *a mesuré les intensités relatives des raies* K *pour toute une série d'éléments lourds (*Z *de 73 à 83, 90 et 92). On a donc maintenant un ensemble assez complet de mesures pour le spectre* K. *Pour le spectre* L, *les mesures d'intensités relatives ont été reprises par Victor* (61), *dont le travail a porté sur 7 éléments lourds,* Z = *74, 78, 79, 82, 83, 90, 92.*

Il était intéressant d'avoir des données aussi complètes que possible des intensités relatives des raies X L *des éléments lourds. Dans cette région de nombreux travaux portant sur l'interaction noyau-cortège et notamment sur la conversion interne* L, *ont été entrepris. On peut parfois avoir besoin d'extrapoler les résultats aux éléments radioactifs, du polonium 84 à l'actinium 89 et aux transuraniens ; il est donc nécessaire qu'un nombre assez important de corps aient été étudiés afin d'avoir une idée assez précise de la variation des intensités relatives en fonction de* Z.

Dans le présent travail, nous avons mesuré les intensités relatives des raies X L *des éléments suivants : 73, 74, 75, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 90, 92 ; quelques raies du protactinium 91 ont également été étudiées.*

Nous avons, avant de décrire le montage expérimental utilisé et d'exposer les résultats expérimentaux, passé en revue les caractéristiques des intensités relatives des raies X L *liées à l'existence de trois niveaux* L, *qui rend le problème plus complexe que pour le spectre* K.

CHAPITRE PREMIER

DONNÉES GÉNÉRALES SUR LES INTENSITÉS RELATIVES DES RAIES DU SPECTRE L

Ce qu'on désigne sous le nom de spectre L est en réalité la superposition des trois spectres correspondant à l'excitation des niveaux L_I, L_{II}, L_{III}. Les énergies de ces niveaux sont assez peu différentes (dans la région des éléments lourds on a : $E_{L_I} : E_{L_{II}} : E_{L_{III}} = 1 : 0{,}95 : 0{,}8$) pour que les raies des trois spectres se superposent partiellement. Un spectre L se présente sous forme de trois groupes de raies α, β, γ. α comprend les deux principales transitions $L_{III} \rightarrow M$, β les transitions $L_I \rightarrow M$, $L_{II} \rightarrow M$ et $L_{III} \rightarrow N, O, \ldots$, $\gamma L_I \rightarrow N, O, \ldots$, $L_{II} \rightarrow N, O, \ldots$ Les raies peu intenses $\eta(L_{II} \rightarrow M_I)$ et s, l, t ($L_{III} \rightarrow M_I$, M_{II}, M_{III}) se trouvent en dehors de ces groupes. La figure 1 montre les transitions qui correspondent aux principales raies, la figure 2 l'aspect d'un spectre X L. Les raies provenant d'un même niveau sont disposées de la même façon, les unes par rapport aux autres, quel que soit l'élément, sauf celles qui suivent des transitions faisant intervenir des niveaux externes ; ainsi $\beta_7'(L_{III} \rightarrow N_{VI}, N_{VII})$ a une longueur d'onde inférieure à celle de $\beta_7(L_{III} \rightarrow O_I)$ jusqu'à $Z = 82$ puis le contraire se produit. Dans les groupes β et γ la disposition des raies de niveaux différents peut changer avec le numéro atomique.

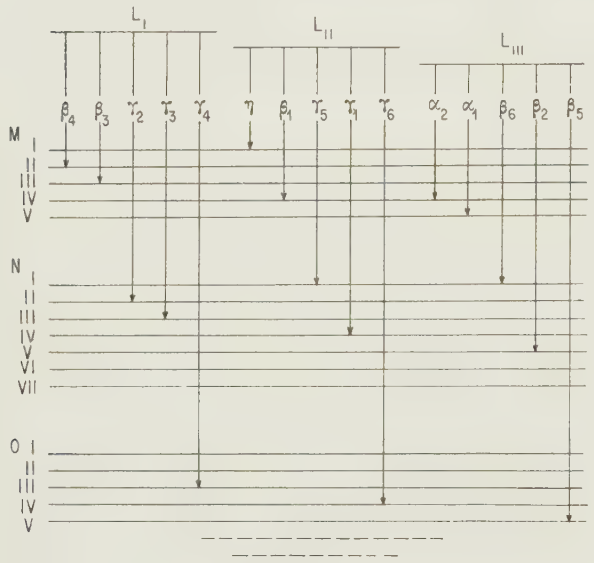

FIG. 1.

L'existence de trois niveaux fait qu'en général dans le spectre L les intensités relatives des raies dépendent du mode d'ionisation, les rapports des probabilités d'ionisation $u_{L_I} : u_{L_{II}} : u_{L_{III}}$ pouvant différer suivant la façon dont l'ionisation est produite.

Le réarrangement du cortège électronique, ionisé dans une couche profonde, se fait par passage d'un électron d'une couche plus externe sur la première. L'énergie libérée, égale à la différence d'énergie des deux niveaux, peut servir soit à l'émission d'un rayonnement électromagnétique (rayon X), soit à expulser un autre électron (effet Auger). On définit le rendement de fluorescence ω_Y du niveau Y par le nombre de photons du spectre Y émis par atome ionisé sur ce niveau. Les rendements de fluorescence étant différents pour chaque niveau L d'un même élément, ils interviennent dans les intensités relatives des raies n'appartenant pas au même spectre.

On peut avoir dans le spectre L un effet Auger particulier qui consiste dans le transfert de l'ionisation d'une couche L à une autre. C'est l'effet Coster-Kronig (19). La transition $L_I \rightarrow L_{III}M_V$ en est un exemple : l'atome est initialement ionisé en L_I, un électron de L_{III} passe en L_I et l'énergie libérée sert à expulser du cortège

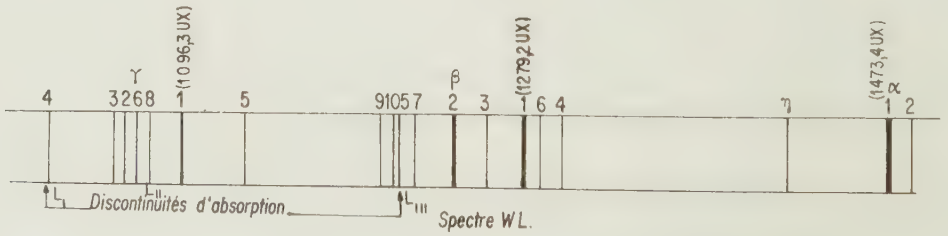

FIG. 2.

un électron M_V. Pour que cette transition soit énergétiquement possible, il faut que :

$$E_{L_I} - E_{L_{III}} > E'_{M_V} \qquad I, 1$$

(E′ indiquant l'énergie du niveau M_v lorsque le niveau L_{III} est déjà ionisé). La relation I, 1 n'est pas satisfaite pour tous les éléments, si bien que l'importance de l'effet Coster-Kronig dépendra de Z. L'effet Coster-Kronig tend à diminuer le rendement de fluorescence de L_I et à augmenter le nombre d'ionisations de L_{II} et L_{III} par rapport à celui de L_I ; on définit le coefficient de passage Coster-Kronig f_{ij} par la probabilité du passage de l'ionisation de L_i à L_j.

Les intensités relatives des raies X d'un même niveau traduisent les probabilités relatives des divers réarrangements radiatifs de ce niveau, elles ne sont fonction ni du mode d'ionisation, ni du rendement de fluorescence.

Appelons X_I, X_{II}, X_{III} le nombre de photons de chaque spectre L_I, L_{II}, L_{III}, pour des probabilités d'ionisation u_I, u_{II}, u_{III} ($\Sigma u_i = I$), nous aurons d'après ce que nous venons de voir :

$$\left.\begin{aligned} X_I &= \omega_I u_I \\ X_{II} &= \omega_2(u_{II} + f_{12}u_I) \\ X_{III} &= \omega_3[u_{III} + f_{23}(u_{II} + f_{12}u_I) + f_{13}u_I] \end{aligned}\right\} \qquad I, 2$$

Ce sont les différents facteurs : u_i, ω_i, f_{ij} qui interviennent dans les intensités relatives des raies X du spectre L, que nous allons maintenant examiner plus en détail.

Probabilités d'ionisation

La création d'une place vacante dans le cortège électronique peut être produite par différents processus qu'on peut ainsi classer :

1° Bombardement électronique ou par des particules plus lourdes (protons, α, ions).

2° Irradiation d'une cible par des photons.

3° Interaction noyau-cortège : conversion interne, capture électronique, ionisation interne.

Les niveaux L sont également ionisés lors du réarrangement consécutif à une ionisation K faisant intervenir un électron L : transitions radiatives $K \rightarrow L_{II}$ ou L_{III} (raies $K\alpha_2$ et $K\alpha_1$) ou transitions Auger $K \rightarrow LL$, $K \rightarrow LM$, ...

1° **Bombardement électronique.** — C'est le procédé employé dans les tubes à rayons X et la plupart des spectres X ont été obtenus de cette façon ; les probabilités d'ionisation sont cependant assez mal connues. La difficulté d'obtenir de bonnes valeurs expérimentales des probabilités d'ionisation d'un niveau, en fonction de l'énergie des électrons incidents, tient à la complexité des phénomènes qui se produisent dans la cible : diffusion et ralentissement des électrons, ionisation par le bremsstrahlung, etc. Des corrections importantes (difficiles à calculer) sont donc nécessaires. Les données concernant l'ionisation par bombardement électronique sont exposées dans divers ouvrages (41) (42) (44).

Les principaux résultats expérimentaux sont ceux de Webster et de ses collaborateurs. Ils portent sur l'étude de la section efficace d'ionisation en fonction de l'énergie des électrons du niveau K de l'argent (63) et du nickel (46), des niveaux L_{II} et L_{III} de l'or (64). La méthode est basée sur la mesure de la variation de l'intensité des raies en fonction de la tension appliquée sur le tube à rayons X ; des cibles très minces sont employées afin de réduire les corrections à faire.

Les courbes obtenues en portant la section efficace d'ionisation en fonction du rapport $U = E/E_i$ de l'énergie de l'électron incident à l'énergie du niveau i ont toutes à peu près la même allure (fig. 3) ; elles croissent rapidement de $U = 1$ jusqu'à $U \simeq 3$ puis décroissent lentement.

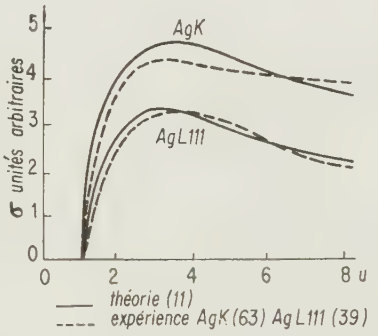

FIG. 3. — *D'après (41).*

Au point de vue théorique Bethe (7) obtient pour la section efficace d'ionisation par atome d'une couche interne i :

$$\sigma_i(E) = \frac{\pi e^4 Z_i}{E E_i} b_i \operatorname{Log}\left(\frac{4E}{B_i}\right) \qquad I, 3$$

où E est l'énergie des électrons incidents, E_i l'énergie d'ionisation du niveau i, Z_i le nombre d'électrons sur ce niveau, b_i et B_i des constantes pour un élément et un niveau donnés.

Par un calcul plus détaillé Burhop (11) a obtenu effectivement les sections efficaces d'ionisation de NiK et AgK, L_I, L_{II}, L_{III}. Leur variation suit approximativement la formule de Bethe, il a donc pu déterminer b et B_i. En particulier il trouve pour les trois niveaux L : $b_i = 0{,}25$ et $B_i = 1{,}65\ E_i$. La figure 3 montre les courbes expérimentales (63) (39) et théoriques pour AgK et AgL_{III}. On voit que l'accord est encore assez satisfaisant.

Lorsque l'énergie des électrons incidents est grande par rapport à l'énergie de liaison des électrons sur les couches L, la faible différence de cette dernière d'un niveau à l'autre permet dans l'expression des probabilités d'ionisation relatives :

$$u_I : u_{II} : u_{III} = \sigma_I : \sigma_{II} : \sigma_{III}$$

de négliger la variation du facteur logarithmique, ce qui donne, étant donné que le niveau L_{III} est deux fois plus peuplé que chacun des deux autres :

$$u_I : u_{II} : u_{III} = \frac{1}{E_I} : \frac{1}{E_{II}} : \frac{2}{E_{III}}. \qquad I, 4$$

A partir d'une certaine énergie des électrons incidents on a donc une formule très simple des probabilités relatives d'ionisation. Mais dans un tube à rayons X on a en général des anticathodes épaisses, les électrons perdent de l'énergie au fur et à mesure qu'ils pénètrent dans la cible et sont donc distribués en énergie de 0 à E_0 énergie maximum des électrons. La formule simple I, 4 ne peut donc s'appliquer même à haute énergie que dans le cas d'une cible très mince, où le ralentissement des électrons peut être négligé. Dans le cas général, le nombre d'atomes n_i ionisés dans la couche i est donné par :

$$n_i = K\int_{E_i}^{E_0} \sigma_i(E)\varphi(E)dE \qquad I, 5$$

où $\varphi(E)$ est la fonction de répartition des électrons en énergie dans l'anticathode et K une constante. Les probabilités d'ionisation dans une anticathode épaisse seront dans les mêmes rapports que les n_i.

2° **Ionisation par photons.** — Des photons, dont l'énergie $h\nu$ est supérieure à l'énergie de liaison E_i d'un électron d'une couche i, peuvent ioniser cette dernière. L'électron éjecté de l'atome prend alors l'énergie cinétique :

$$W = h\nu - E_i.$$

Pour des photons incidents de même énergie on obtient des photoélectrons monocinétiques dont on peut mesurer l'énergie par spectroscopie magnétique. Lorsque plusieurs niveaux sont ionisés on a différentes raies de photoélectrons correspondant aux diverses valeurs de E_i. Les sections efficaces d'ionisation sont proportionnelles à l'intensité des raies de photoélectrons. Robinson et Cassie (49) ont étudié l'intensité des photoélectrons émis par les couches L de l'or et du tungstène bombardés par les raies K du molybdène, ils ont obtenu :

$$u_I : u_{II} : u_{III} = 0{,}25 : 0{,}40 : 0{,}35 \qquad \text{(Au)}$$
$$u_I : u_{II} : u_{III} = 0{,}20 : 0.35 : 0{,}45. \qquad \text{(W)}$$

On atteint également les probabilités d'ionisation relatives des trois couches L par la mesure des sauts d'absorption. Le saut d'absorption S_i est le rapport entre les deux coefficients d'absorption à la discontinuité i (on le prend supérieur à 1). Le coefficient d'absorption μ d'un rayonnement d'énergie supérieure à l'énergie de liaison d'un électron sur la couche L_I de l'élément bombardé est la somme des coefficients d'absorption photoélectrique partiels μ_{L_I}, $\mu_{L_{II}}$, $\mu_{L_{III}}$, ... des différents niveaux (plus les absorptions autres que photoélectriques). On a donc :

$$S_{L_I} = \left(\frac{\mu}{\mu - \mu_{L_I}}\right)_{E \geqslant E_{L_I}}. \qquad I, 6$$

Lors de l'irradiation par des photons d'énergie E légèrement supérieure à E_L la fraction absorbée par le niveau L_I est donnée par :

$$\left(\frac{\mu_{L_I}}{\mu}\right)_{E \geqslant E_{L_I}} = \frac{S_{L_I} - 1}{S_{L_I}}. \qquad I, 7$$

On a pour des énergies peu supérieures à E_{II} et E_{III} respectivement des relations identiques. En admettant que celles-ci se conservent pour une même énergie E légèrement supérieure à E_{L_I}, on déduit les probabilités relatives d'ionisation :

$$u_I : u_{II} : u_{III} = \frac{S_{L_I} - 1}{S_{L_I}} : \frac{S_{L_{II}} - 1}{S_{L_I} S_{L_{II}}} : \frac{S_{L_{III}} - 1}{S_{L_I} S_{L_{II}} S_{L_{III}}} \qquad I, 8$$

ce qui donne avec les valeurs des sauts d'absorption de Küstner (33) :

	S_{L_I}	$S_{L_{II}}$	$S_{L_{III}}$
W . . .	1,15	1,36	2,48
Au . . .	1,16	1,36	2,47

$u_I : u_{II} : u_{III} = 0{,}18 : 0{,}31 : 0{,}51$ pour W ou Au.

L'accord est médiocre entre ces dernières valeurs et celles trouvées par Robinson et Cassie ; des mesures récentes des sauts d'absorption L de l'or (5), 1,213, 1,390, 2,438 donnent :

$$u_I : u_{II} : u_{III} = 0{,}23 : 0{,}31 : 0{,}46.$$

L'étude des spectres magnétiques des photoélectrons a montré que pour une énergie des photons incidents $E \gg E_{L_I}$, le niveau L_I avait une probabilité d'ionisation plus grande que les deux autres niveaux, contrairement à ce qui se passe lorsque E est seulement légèrement supérieur à E_{L_I}. Ce changement est expliqué, du moins dans ses grandes lignes, par les théories de Stobbe (57) et Hall (26) qui donnent des formules où le rapport :

$$\frac{u_{III} + u_{II}}{u_I}$$

varie comme E_{L_I}/E.

3° **Interaction noyau-cortège.** — Lorsqu'un noyau se trouve excité, il existe une certaine probabilité pour que l'énergie disponible soit transmise au cortège élec-

tronique. Cela se traduit par la création d'une place vacante. Le réarrangement se fait par les mêmes processus que lors de l'ionisation externe : émission de rayons X ou d'électrons Auger. En particulier il a été vérifié, avec une très grande précision, que la longueur d'onde des raies X émises est la même dans tous les cas (45). Le spectre K est le même lors de l'interaction noyau-cortège ou de l'ionisation externe. Dans le spectre L les différences ne viendront que des probabilités relatives d'ionisation des trois niveaux, ce qui se traduira par des changements des intensités relatives des raies appartenant à des niveaux initiaux différents.

a) **Conversion interne.** — Dans ce phénomène l'énergie d'excitation du noyau, au lieu de servir à l'émission d'un γ, se transmet à un électron du cortège qui est expulsé avec une énergie cinétique égale à $W - E_i$, W est l'énergie de la transition nucléaire d'un état à un autre de moindre excitation, E_i l'énergie de liaison d'un électron de la couche *i*.

La conversion interne a surtout été étudiée dans les couches K et L. On définit le coefficient de conversion interne d'une transition par le rapport entre le nombre d'électrons expulsés du cortège et le nombre de rayons γ. Ce coefficient est fonction de l'énergie de la transition, du nombre atomique du noyau émetteur, de la couche dont l'électron est éjecté, de la multipolarité et de la nature (électrique ou magnétique) de la transition. La comparaison entre les prévisions théoriques (52) (55) [1] et les résultats expérimentaux permet de déterminer la nature et la multipolarité du γ converti, d'où parfois d'atteindre certaines caractéristiques des niveaux nucléaires excités : spins, parités.

Expérimentalement, la conversion interne peut s'étudier soit par spectroscopie des électrons, soit par spectroscopie X.

Dans la conversion interne L, les rapports des coefficients de conversion $L_I : L_{II} : L_{III}$ sont très différents suivant la nature et la multipolarité du rayonnement γ converti. Par exemple, pour des rayonnements dipolaires magnétiques M1 et quadrupolaires électriques E2, pour des énergies de transition de l'ordre de 50 keV et $Z = 83$, les trois niveaux L sont excités dans les rapports :

90,5 : 8,5 : 1	M1
1,15 : 49,45 : 49,4	E2 (52)

Expérimentalement, il est souvent plus facile d'obtenir les rapports des coefficients de conversion pour différentes couches que les coefficients eux-mêmes ; on voit par l'exemple précédent qu'ils peuvent suffire à déterminer la nature du γ converti. Dans le cas du rayonnement de 46,5 keV du RaD, Frilley et Valadares (23) ont trouvé par spectroscopie magnétique des électrons de conversion les rapports :

$$L_I/L_{II} = 9{,}5 \pm 0{,}4$$
$$L_{II}/L_{III} = 10{,}5 \pm 0{,}9$$

tandis que les calculs de Sliv et Band (55) donnent 9,5 et 11,7 pour un dipôle magnétique M1. L'écart entre l'expérience et la théorie ne laisse la possibilité pour un mélange avec E2 que dans la proportion de 1/1 000.

b) **Capture électronique.** — La transformation d'un noyau (A, Z) en son isobare (A, Z — 1) peut avoir lieu par émission β^+ ou par capture d'un électron du cortège. Le premier processus nécessite, entre les masses des deux noyaux, la relation :

$M(Z) - M(Z - 1) \geqslant m_0$ (masse au repos de l'électron) ;

le second seulement :

$$M(Z) - M(Z - 1) \geqslant - m_0.$$

Si on a la double relation :

$$- m_0 \leqslant M(Z) - M(Z - 1) \leqslant m_0$$

seule la capture électronique est possible.

Les captures K et L sont les plus probables ; le réarrangement du cortège donnera lieu à l'émission de rayons X et d'électrons Auger de l'atome Z — 1. Ce n'est que par ces émissions que la capture peut être observée. L'interprétation des résultats expérimentaux nécessite la connaissance des rendements de fluorescence.

Les rapports de capture K/L dépendent de la nature de la transition nucléaire, il en est de même des rapports $L_I/L_{II} + L_{III}$.

c) **Ionisation interne.** — On désigne sous le nom d'ionisation interne aussi bien l'ionisation vraie de l'atome que son excitation, lorsqu'elles accompagnent une désintégration radioactive (36). Ces ionisations ou excitations proviennent de la perturbation apportée au cortège électronique par le brusque changement de charge du noyau et par le passage de la particule chargée émise lors de la désintégration. Ces phénomènes sont généralement étudiés par les rayons X de réarrangement. Ils restent cependant d'une observation délicate à cause de leur faible probabilité, ils sont donc souvent masqués par d'autres phénomènes plus intenses (conversion interne, freinage interne, etc.).

[1] Les coefficients de conversion théoriques sont calculés à partir de l'hypothèse d'une structure très simple du noyau (sphère uniformément chargée). Les effets dus à la structure réelle sont estimés être en général peu importants ; dans certains cas cependant (émission γ retardée) ils peuvent devenir particulièrement grands et les valeurs tabulées ne sont plus correctes (17).

Réarrangement du cortège électronique

Rendement de fluorescence

Une vacance dans une couche interne i peut être comblée par diverses transitions radiatives $i \rightarrow j$ ou par des transitions non radiatives (Auger) $i \rightarrow jk$ (les lettres désignent les couches qui se trouvent ionisées). Le rendement de fluorescence d'une couche est défini par la probabilité de réarrangement radiatif de cette couche préalablement ionisée. Si l'on désigne par a_j^i et b_{jk}^i la probabilité de transition par unité de temps suivant chaque processus possible, le rendement de fluorescence de la couche i est donné par :

$$\omega_i = \frac{\sum_j a_j^i}{\sum_{j,k} b_{jk}^i + \sum_j a_j^i} . \qquad \text{I, 9}$$

La largeur d'un niveau excité est proportionnelle à la probabilité de désexcitation par unité de temps. La largeur peut donc être considérée comme la somme de largeurs partielles correspondant aux divers modes de désexcitation. La largeur d'un niveau est la somme de la largeur radiative Γ_R et de la largeur non radiative Γ_A, le rendement de fluorescence est alors donné par :

$$\frac{\Gamma_R}{\Gamma_R + \Gamma_A} . \qquad \text{I, 10}$$

La théorie (12) montre que la probabilité d'émission d'électrons Auger est à peu près indépendante de Z, on a donc une largeur non radiative constante. D'autre part, les probabilités de transition radiative varient approximativement comme la puissance quatrième du nombre atomique, d'où pour la couche K :

$$\omega_K = (1 + a_K Z^{-4})^{-1} \qquad \text{I, 11}$$

où a_K est une constante. Lorsqu'on tient compte de l'effet d'écran et des corrections relativistes, on aboutit à la formule suivante (13) :

$$\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{1/4} = A + BZ + CZ^3 \qquad \text{I, 12}$$

A, B et C sont trois constantes qui sont déterminées à partir des données expérimentales en employant la méthode des moindres carrés.

L'effet Coster-Kronig.

Avant d'aborder la question des rendements de fluorescence des couches L, nous allons donner quelques précisions sur l'effet Coster-Kronig.

Coster et Kronig (19) ont émis l'hypothèse de transitions non radiatives d'une couche L à une autre (de L_I vers L_{II} ou L_{III} et de L_{II} vers L_{III}) pour expliquer certains aspects caractéristiques du spectre L. Pour toute une série d'éléments il avait été constaté :

a) Une faible intensité des raies L_I par rapport aux raies L_{III}, alors que les probabilités d'ionisation étaient du même ordre pour les trois couches.

b) Une intensité notable des raies satellites de L_{III} par rapport aux raies de diagramme. La bande satellite qui accompagne la raie $L\alpha_1$ est visible sur la figure 4.

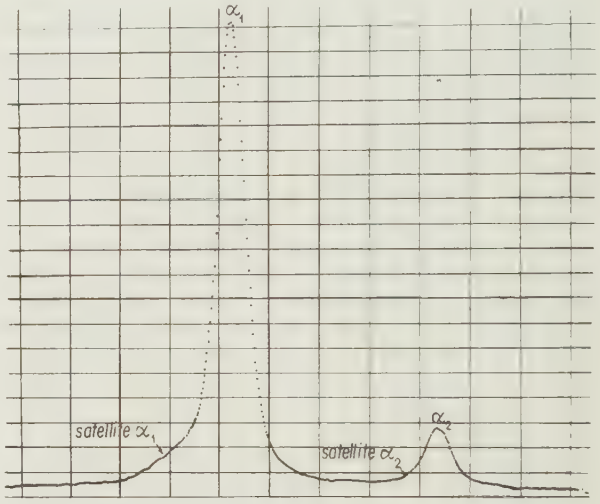

FIG. 4. — *Spectre* Lα *du bismuth.*

Le premier phénomène implique des passages $L_I \rightarrow L_{III}$ qui pourraient en principe être accompagnés de l'émission de photons. Mais ils semblent peu probables ; il n'en a été observé qu'un seul exemple, la transition radiative $L_I \rightarrow L_{III}$ dans le soufre détectée par Tomboulian (58). Cela n'expliquerait d'ailleurs pas les intensités des satellites. Par contre, l'existence de transitions non radiatives telles que $L_I \rightarrow L_{III}\, M_{IV}$ par exemple entraîne, à cause de la double ionisation, l'apparition de bandes satellites lors du réarrangement de la couche L_{III}. Si L_{III} est comblée avant que M_{IV} le soit, on a, à la place de la raie $L\alpha_1$ ($L_{III} \rightarrow M_V$) une bande satellite correspondant aux transitions $L_{III}M_{IV} \rightarrow M_{IV}M_V$.

Pour qu'une transition $L_i \rightarrow L_jX$ soit possible, il faut que :

$$E_{L_i} - E_{L_j} > E'_X \qquad \text{I, 13}$$

la notation E'_X indique qu'il s'agit de l'énergie du niveau X dans un atome déjà ionisé en L_j. En première approximation on peut prendre :

$$E'_X(Z) = E_X(Z + 1) \qquad \text{I, 14}$$

la vacance dans la couche L_j plus interne que la couche X équivaut à augmenter la charge apparente du noyau à cause de la diminution de l'effet d'écran.

La relation I, 13 n'est pas satisfaite pour tous les éléments, l'effet Coster-Kronig dépend donc du numéro atomique. Les figures 5 et 6 montrent les valeurs de Z pour lesquelles les transitions $L^1 \rightarrow L_{III}M$ et $L_I \rightarrow L_{II}N$ sont possibles, en admettant que les énergies E'_M et E'_N sont données par la formule I, 14.

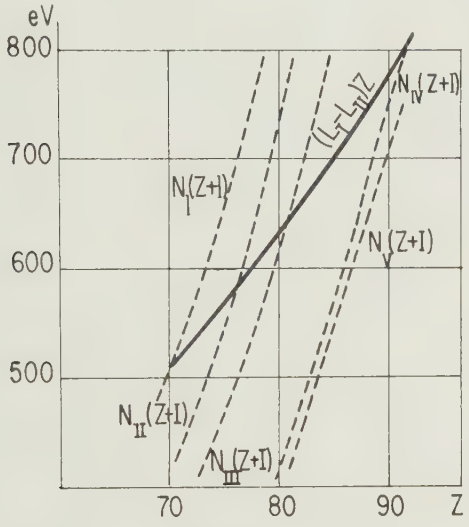

FIG. 5. — *Transitions* $L_I \rightarrow L_{II}$.

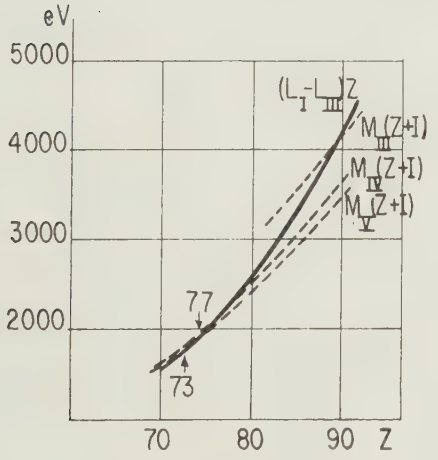

FIG. 6. — *Transitions* $L_I \rightarrow L_{III}$.

Y. Cauchois (16) a donné un diagramme d'énergie pour les atomes doublement ionisés qui indique que cette hypothèse est convenable. Plusieurs transitions Coster-Kronig sont possibles dans la région des éléments lourds :

$L_I \rightarrow L_{II}N_{II}$	pour $Z < 75$	$L_I \rightarrow L_{III}M_{IV}$	pour $Z > 73$
N_{III}	» < 81	M_V	» > 77
N_{IV}	» < 92	$L_{II} \rightarrow L_{III}M_V$	» > 90.

La théorie de l'effet Coster-Kronig (12) prévoit que les probabilités de transition dépendent de l'énergie de l'électron éjecté. Cela se traduit par une variation de l'intensité de l'effet avec Z car l'énergie de l'électron libéré dépend du numéro atomique, ainsi que le montrent les figures 5 et 6. De plus, lorsqu'une transition $L_I \rightarrow L_{III}M$ est énergétiquement possible, elle est bien plus probable qu'une transition $L_I \rightarrow L_{III}N$.

Les énergies des électrons émis lors des transitions les plus probables sont faibles, de l'ordre de quelques centaines d'électron-volts ; ce n'est que tout récemment que le spectre magnétique de transitions Coster-Kronig a été obtenu pour l'uranium (1). Auparavant le mécanisme de l'effet Coster-Kronig n'en était pas moins bien établi car les conséquences qu'il implique ont été bien vérifiées. Les calculs de Richtmyer et Ramberg (47) sur la forme des bandes satellites faits à partir de l'hypothèse de Coster-Kronig sont en bon accord avec l'expérience. Valadares et Mendes (60) ont montré que les satellites de L de l'or disparaissaient dans le spectre X produit par bombardement électronique, lorsque la tension du tube descendait au-dessous de la tension d'excitation de L_I. Les bandes satellites L n'ont une intensité importante que pour les éléments où les diagrammes d'énergie permettent un effet Coster-Kronig.

Un autre phénomène lié à l'effet Coster-Kronig est l'élargissement des raies L_I. L'apparition d'un nouveau mode de désexcitation abrège la durée de vie du niveau L_I, donc augmente sa largeur.

Rendements de fluorescence des couches L et coefficients de passage Coster-Kronig.

Dans le spectre L, il faut distinguer le rendement de fluorescence moyen $\bar{\omega}_L$ et les rendements de fluorescence ω_i relatifs à chaque couche L_i. Soit u_I, u_{II}, u_{III} les probabilités d'ioniser un atome en L_I, L_{II} et L_{III}, avec $u_I + u_{II} + u_{III} = 1$, le nombre de photons XL émis par ionisation donne le rendement de fluorescence L moyen ; on a avec les notations de la formule I, 2 :

$$\bar{\omega}_L = \omega_1 u_I + \omega_2(u_{II} + f_{12}u_I) + \omega_3[u_{III} + f_{23}(u_{II} + f_{12}u_I) + f_{13}u_I] \qquad \text{I, 15}$$

$\bar{\omega}_L$ dépend donc du mode d'ionisation, les probabilités relatives d'ionisation pouvant prendre des valeurs très différentes d'un mode d'ionisation à l'autre. On trouve dans un article de Robinson et Fink (50) une revue des données expérimentales de $\bar{\omega}_L$.

Ce que nous avons dit du rendement de fluorescence de la couche K est valable pour chacune des couches L séparément, avec cette différence que pour L_I et L_{II}, la probabilité de désexcitation non radiative ne peut plus être considérée indépendante de Z à cause des transitions Coster-Kronig. La formule I, 12 ne peut s'appliquer aux rendements de fluorescence de L_I et

de L_{II}. En fait, pour L_{II} les transitions $L_{II} \rightarrow L_{III}X$ sont presque toujours négligeables, cependant pour les éléments lourds $L_{II} \rightarrow L_{III}M_V$ est possible pour $Z > 90$. Le rendement de fluorescence ω_3 suivra quant à lui la formule :

$$\left(\frac{\omega_3}{1-\omega_3}\right)^{1/4} = A + BZ \qquad \text{I, 16}$$

les énergies mises en jeu étant plus faibles que pour le niveau K, il n'y a pas lieu de tenir compte du terme relativiste.

Les mesures des rendements de fluorescence L sont peu nombreuses et seul ω_3 peut être obtenu directement. En effet, le nombre de photons XL émis par ionisation d'une couche L_i sont respectivement :

$$\left.\begin{aligned} \nu_I &= \omega_1 + f_{12}\omega_2 + (f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3 \\ \nu_{II} &= \omega_2 + f_{23}\omega_3 \\ \nu_{III} &= \omega_3 \end{aligned}\right\} \qquad \text{I, 17}$$

La somme de ces trois termes pondérés par les u_i donne le rendement de fluorescence moyen. ω_3 peut être obtenu en excitant seule la couche L_{III}. Ceci peut se faire en irradiant une cible avec des photons d'énergie comprise entre $E_{L_{II}}$ et $E_{L_{III}}$. Le coefficient d'absorption photoélectrique du rayonnement incident dans la cible et le saut d'absorption $S_{L_{III}}$ permettent d'obtenir la section efficace d'ionisation de la couche L_{III}, d'où le nombre de vacances créées en L_{III} dans la cible. Le rendement de fluorescence ω_3 est égal au rapport du nombre de photons L_{III} émis par le nombre de vacances.

De telles mesures ont été faites par Küstner et Arends (34) pour les éléments suivants : Ta, W, Ir, Pt, Au, Pb, Bi et pour Bi, Th et U par Stephenson (56). Plus récemment des résultats ont été obtenus par l'étude des rayons XL émis lors de transitions radioactives.

L'excitation des niveaux L_I et L_{II} donne des rayons X appartenant aux spectres L_I, L_{II} et L_{III} dans le premier cas et aux spectres L_{II} et L_{III} dans le second. Küstner et Arends (34) et récemment Roos (51) ont successivement irradié une cible avec des rayonnements monochromatiques d'énergie E :

$$\begin{aligned} E &> E_{L_I} \\ E_{L_{II}} &< E < E_{L_I} \\ E_{L_{III}} &< E < E_{L_{II}}. \end{aligned}$$

Le nombre de photons XL recueilli par ionisation est donné dans chacun des cas par les équations I, 17. Ces données ne suffisent pas à déterminer les six coefficients du réarrangement radiatif des couches L.

Kinsey (31) a employé une méthode semi-théorique pour la détermination des rendements de fluorescence et des coefficients de passage Coster-Kronig. Nous avons vu que les rendements de fluorescence sont égaux au rapport de la largeur radiative sur la largeur totale du niveau. Kinsey prend la largeur totale déterminée expérimentalement et la largeur radiative théorique d'après les calculs de Massey et Burhop (40). Son travail porte sur les éléments lourds $Z = 73$ à 92. Il obtient également le coefficient f_{13} en faisant l'hypothèse que f_{12} et f_{23} sont nuls pour tous les éléments considérés et que f_{13} n'a de valeur non négligeable qu'à partir de $Z = 74$. Bien que cette méthode comporte beaucoup de causes d'imprécision, elle donne des valeurs qui s'accordent assez bien avec différents résultats expérimentaux : intensités relatives, rendements de fluorescences moyens, ω_3.

Ross, Cochran, Angus et Feather (53) ont déterminé les ω_i et f_{ij} à partir des données sur les intensités relatives dans les spectres X et Auger. On peut obtenir expérimentalement les quantités $X_IX_{II}X_{III}$ précédemment introduites (formule I, 2) ainsi que $A_IA_{II}A_{III}$ qui sont les nombres d'électrons Auger $L_IL_{II}L_{III}$ émis par ionisation. Les A_i vérifient des équations semblables à I, 2, il suffit de remplacer ω_i par a_i (rendement Auger de la couche i). Ces six équations avec les trois qui relient les ω_i, a_i et f_{ij} ne suffisent cependant pas à déterminer les neuf inconnues car les 9 équations ne sont pas indépendantes. Il faut, pour résoudre le système, soit se servir de données supplémentaires telles que les X_i et les A_i obtenus dans un autre mode d'ionisation ou faire l'hypothèse que $f_{23} = 0$, ce qui est justifié pour $Z < 90$. Ross et ses collaborateurs ont appliqué cette méthode au bismuth pour lequel il existait un certain nombre de travaux relatifs aux intensités X et Auger du spectre L dans différents modes d'ionisation.

Récemment Listengarten (38) a repris la méthode de Kinsey avec des données plus récentes et des hypothèses légèrement différentes. Les valeurs obtenues pour les ω_i et les f_{ij} sont données par la figure 7.

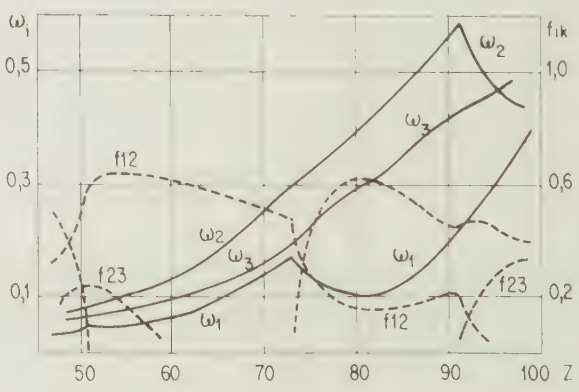

FIG. 7. — *Rendements de fluorescence* L *et coefficients de passage Coster-Kronig.*

CHAPITRE II

TECHNIQUES DE MESURE

La mesure des intensités relatives des raies X, séparées par spectrographie cristalline, peut être effectuée suivant diverses techniques parmi lesquelles on peut distinguer :

— les techniques photographiques à l'aide desquelles on peut enregistrer simultanément plusieurs raies d'un spectre ;

— les techniques avec lesquelles on enregistre successivement, à l'aide d'un détecteur, l'intensité correspondant à une bande étroite de longueur d'onde. Le profil des raies est décrit point par point.

La méthode photographique présente l'avantage d'éliminer les erreurs dues aux variations dans le temps de l'intensité du faisceau incident et du rendement du détecteur. Elle n'est cependant utilisable, si on veut des mesures assez précises, que pour la comparaison de raies d'intensités et de longueurs d'onde voisines. La rapide saturation de la plaque rend les mesures peu sûres lorsque la gamme d'intensité s'étend de 1 à 100. D'autre part, le rendement de la plaque en fonction de la longueur d'onde n'est pas bien connu.

Les autres méthodes, qui font appel à des détecteurs dont la réponse est plus facile à connaître, permettent des mesures s'étendant sur une plus grande gamme d'intensité et de longueur d'onde. La plupart des mesures d'intensités relatives portant sur l'ensemble d'un spectre K ou L ont été faites par de telles méthodes. Divers moyens de détection ont été employés : dans les mesures anciennes la chambre d'ionisation et le compteur Geiger, dans les mesures récentes les compteurs proportionnels ou à scintillations. Ces derniers modes de détection sont nettement supérieurs aux plus anciens, ils sont plus pratiques, plus stables et ont un meilleur rendement.

Beckman a utilisé un compteur à scintillations pour l'étude des intensités relatives des raies du spectre K des éléments lourds (6).

Dans son étude des intensités relatives des raies X du spectre L de 7 éléments de la même région, Victor (61) a employé un compteur proportionnel. La raison de ce choix était qu'à l'époque de son travail (commencé en 1953), les photomultiplicateurs utilisés donnaient un bruit de fond trop intense, et les impulsions dues à ce bruit de fond avaient une hauteur de l'ordre de celles produites par un rayonnement électromagnétique d'énergie inférieure à 10 keV, ce qui est le cas pour une partie des raies à étudier. Il n'était donc pas possible de séparer les impulsions de bruit de fond de celles des raies, ce qui était gênant étant donné l'intensité des impulsions parasites. Le compteur proportionnel ne présentant pas ces inconvénients, son emploi, malgré des performances moindres en d'autres domaines, était préférable. Par la suite, l'apparition de photomultiplicateurs à bruit de fond réduit a fait disparaître ces difficultés. Nous avons donc choisi le compteur à scintillations car il présente l'avantage d'être plus stable qu'un compteur proportionnel, où il peut y avoir des fluctuations dans le remplissage et la pureté du gaz. Il a en outre un meilleur rendement, pratiquement égal à un pour les énergies qui nous intéressent. Nous n'aurons pas de correction de rendement à faire dans la mesure des intensités relatives.

Plusieurs facteurs rendent difficiles à obtenir des mesures précises des intensités relatives des raies X :

1° Instabilité de l'installation de production des rayons X.

2° Importance des corrections à apporter aux mesures, eu égard à l'étendue en longueur d'onde d'un spectre. Dans les éléments lourds, les raies extrêmes du spectre L ont des énergies qui sont presque dans le rapport 1 : 2. Ces corrections dépendent des détails de l'installation expérimentale et ne peuvent en certains cas être obtenues qu'approximativement.

3° Les rapports d'intensités des raies faibles aux raies de références (les plus intenses) ne peuvent être mesurés que si on dispose d'une source de rayonnement assez intense et d'un spectrographe ayant une grande luminosité. Il est également nécessaire de limiter l'absorption sur le parcours des rayons.

Ces diverses considérations ont commandé le choix du montage que nous allons décrire.

Montage expérimental

Le schéma général de l'ensemble expérimental est donné par la figure 8.

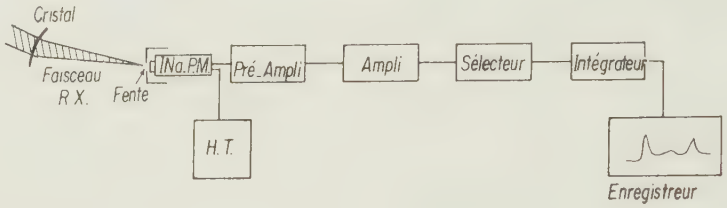

FIG. 8.

L'installation à rayons X

Les rayons X sont produits dans un tube démontable. La tension du primaire des transformateurs d'alimentation est stabilisée à 1 p. 100, pour des variations du secteur de 10 p. 100, par un régulateur électronique. Le montage permet la compensation des faibles variations de débit du tube. Malgré ces précautions une surveillance de l'installation est nécessaire si l'on veut travailler à tension et à courant constants.

Nos mesures sont faites à 50 kV. L'intensité électronique peut atteindre 25 mA. Pour étudier les raies les plus intenses nous nous sommes en général servi d'une intensité de 1 à 2 mA ; des intensités plus fortes étaient employées pour des raies plus faibles.

Les électrons sont focalisés à l'aide d'une cloche entourant le filament et portée au même potentiel. La focalisation est réglée afin d'avoir une surface de l'anticathode irradiée de 4 mm sur 2.

L'anticathode est constituée par un support de cuivre rouge. Le rhénium [1], le platine, l'or, le mercure, le thallium, le plomb et le bismuth y sont déposés par un procédé électrolytique au tampon mis au point par les établissements Dalic. On obtient une couche métallique de plusieurs microns. Pour le tantale, le tungstène, le thorium [1] et l'uranium on a soudé des pastilles dont une face avait préalablement été recouverte de cuivre dans un four à vide. La cible d'iridium a été préparée par évaporation sous vide de mousse. Le dépôt a été fait sur du molybdène soudé ensuite à l'anticathode. La couche d'iridium est d'environ 1 μ. Le protactinium a été déposé sur l'anticathode en une couche de l'ordre de 1/10 de micron.

Nous avons cherché à travailler sur des cibles épaisses, c'est-à-dire telles que les électrons incidents de 50 kV y soient entièrement absorbés. Des difficultés techniques ont empêché qu'il en soit ainsi pour l'iridium et le protactinium. L'emploi de couches épaisses implique, nous le verrons, des corrections délicates à faire, mais des couches minces donneraient trop peu d'intensité et diminueraient donc également la précision.

La surface de l'anticathode fait un angle de 18° avec la direction du rayonnement sortant, qui est perpendiculaire à la direction du faisceau d'électrons.

Le rayonnement sort du tube à travers une fenêtre de béryllium de 14/100 de millimètre d'épaisseur.

Le spectrographe

Nous avons utilisé pour séparer les raies la méthode du cristal courbé par transmission due à Y. Cauchois (15). L'avantage de ce type de spectrographe est sa grande luminosité, le faisceau n'est en effet pas limité par des fentes étroites. Les plans transversaux du cristal

[1] Les cibles de Re et Th étaient des alliages Re — Ni (75 p. 100, 25 p. 100), Th — Cu (30 p. 100, 70 p. 100) ; il en a été tenu compte pour les corrections d'absorption dans l'anticathode, cf. fin de ce chapitre.

font converger le rayonnement d'une source étendue sur le cercle de focalisation.

Des travaux sur les largeurs de raies (24) ont montré que ce spectrographe pouvait donner des raies plus fines que les spectrographes à double cristal malgré un pouvoir de résolution théoriquement inférieur. On peut choisir les différents paramètres du cristal (hauteur, ouverture, courbure) de telle sorte que l'élargissement se réduise à celui résultant de la structure cristalline et prendre des plans pour lequel il est petit. Dans notre travail cependant, nous sommes plus intéressé par le pouvoir réflecteur que par la finesse des raies ; ceci implique un rayon de courbure pas trop grand et des plans réflecteurs comportant une grande densité d'atomes d'où un moins bon pouvoir de résolution.

Le spectrographe que nous avons employé a été construit par Frilley (21). Le cristal est en mica de 12,5/100 de millimètre d'épaisseur. Nous nous sommes servi des plans 100 inclinés de 10° environ par rapport à la normale à la face de clivage et dont la distance réticulaire est de 2,55 A. Le rayon de courbure est de 40 cm, ce qui donne une dispersion d'environ 12,5 UX par millimètre. L'ouverture du cristal est de 15 mm et sa hauteur de 2 mm. Cela permet de recevoir du rayonnement provenant de toute la source qui a une largeur de 4 mm et une hauteur apparente, étant donné l'inclinaison de 18°, de 2 sin 18°, soit 0,62 mm. Ce détail est important car il peut y avoir, même lorsque le courant électronique est stable, des fluctuations dans la répartition des électrons sur la cible, ces fluctuations deviennent sans importance si le cristal reçoit des rayons provenant de toute la surface émettrice.

Dispositif de mesure (fig. 9)

Sur deux barres peuvent coulisser les supports du cristal et du détecteur. La source de rayons X, la fente qui délimite la surface utilisable du cristal et la fente qui précède le détecteur sont alignées à la même hauteur.

Le support du cristal peut tourner autour d'un axe vertical passant par le milieu du cristal. Le tube peut également tourner autour de ce même axe et indépendamment. Une graduation permet de repérer les orientations du tube et du cristal. Celles-ci sont fixées (fig. 10) de telle sorte que la raie à étudier se focalise sur l'axe de symétrie du banc.

Le rayonnement à étudier sortant du cristal doit faire avec les plans réflecteurs l'angle θ déterminé par la relation de Bragg. Dans notre cas, les plans réflecteurs utilisés faisant un angle $\alpha = 10°$ avec la face de clivage, la condition est satisfaite si le cristal est tourné d'un angle $\theta - \alpha$ par rapport à la position dans laquelle le plan médian vertical du cristal coïncide avec l'axe du banc.

Les rayons de longueur d'onde λ qui viennent du tube ne seront réfléchis que s'ils arrivent sous l'incidence θ

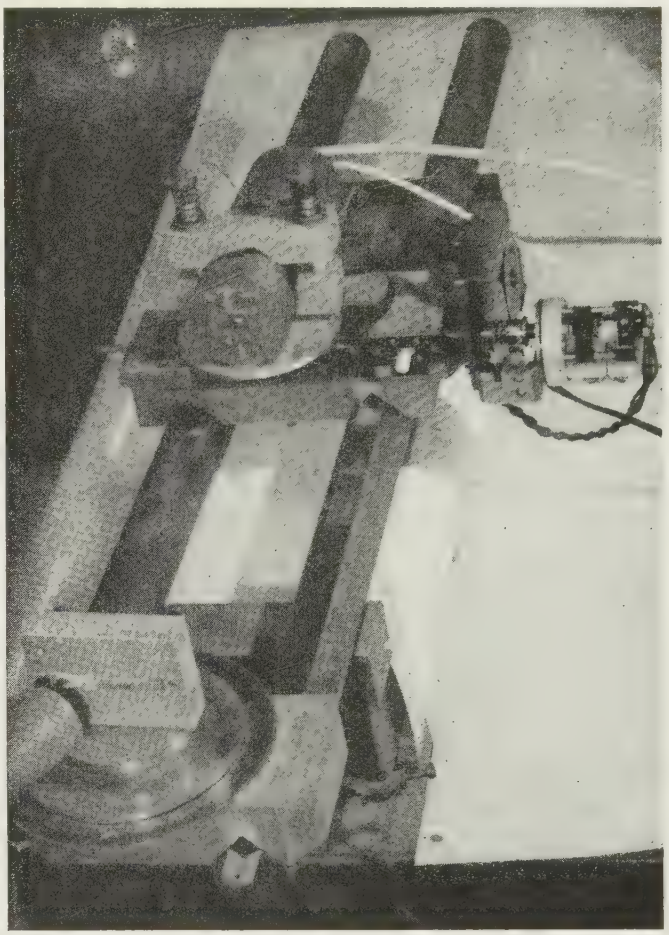

FIG. 9.

(angle de Bragg) sur les plans réflecteurs. Le cristal étant orienté comme il vient d'être dit, les rayons arrivant au centre du cristal doivent faire un angle 2θ avec l'axe du banc. Le tube est orienté pour que cet angle définisse la direction moyenne du faisceau ; le cristal est alors irradié sous la bonne incidence par du rayonnement venant de toute la surface du foyer.

La focalisation a lieu à une distance du centre du cristal égale à $R \cos(\theta - \alpha)$, R est le rayon de courbure du cristal. On doit donc en principe placer la fente du détecteur à cette distance du centre du cristal. En fait $\cos(\theta - \alpha)$ est toujours très proche de I (supérieur à 0,99 pour toutes les raies que nous avons à étudier) et il y a de plus une certaine latitude de mise au point

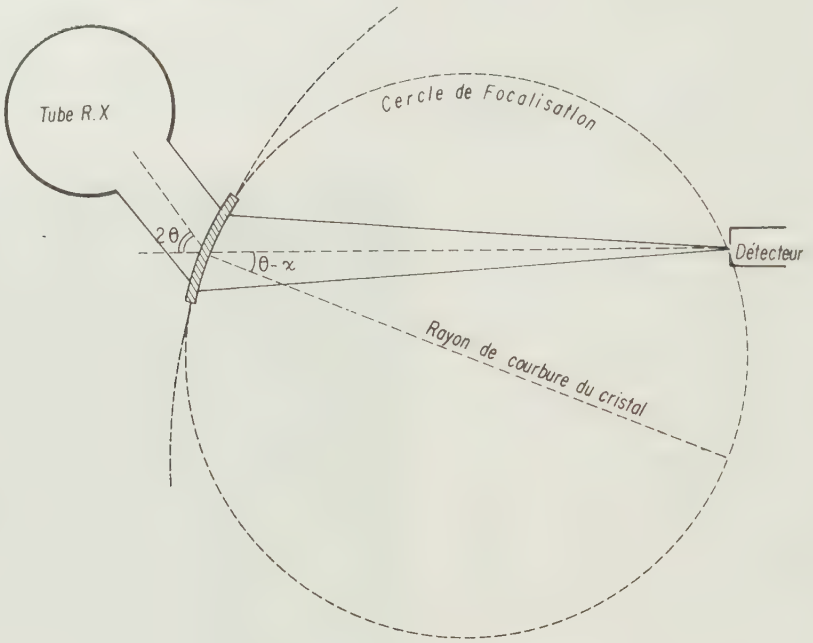

FIG. 10.

due à l'ouverture et aux imperfections du cristal. Des enregistrements photographiques de spectres ont montré qu'une variation de quelques millimètres autour de la distance théorique n'influait pas sur la largeur des raies. Le détecteur est donc placé à la même distance du cristal pour toutes les raies d'un même élément, cos $(\theta - \alpha)$ variant peu d'un bout à l'autre du spectre.

L'enregistrement du spectre se fait par déplacement dans un plan tangent au cercle de focalisation d'une fente solidaire du détecteur. L'angle du cristal et du tube restent fixes pendant l'enregistrement d'une raie ; ces angles ne varieraient que de façon tout à fait négligeable si on voulait avoir le réglage spectrographique optimum durant toute la description du profil de la raie.

Le détecteur

Le rayonnement est détecté par un compteur à scintillations. Le scintillateur est un cristal d'iodure de sodium activé au thallium de 2 mm d'épaisseur enfermé dans une boîte cylindrique étanche. La face par laquelle les rayons X pénètrent est en béryllium de 1/10 de millimètre d'épaisseur, l'autre face en verre est appliquée sur un photomultiplicateur 51 AVP.

Le photomultiplicateur est monté en impulsions. Le nombre d'impulsions que délivre le compteur est proportionnel, si on élimine les impulsions parasites, au nombre de photons qui arrivent sur le scintillateur.

La tension de fonctionnement du photomultiplicateur a été choisie assez basse, 1 150 V, afin de réduire ls bruit de fond.

Le photomultiplicateur se trouve dans un blindage entouré par un cylindre de mumétal afin de le protéger des perturbations dues aux champs magnétiques qui peuvent provenir des pièces d'acier du banc de spectrographie.

Dans le domaine d'énergie où nous travaillons, de 8 keV ($L\alpha_2$ Ta) à 21,5 keV ($L\gamma_4$ U), le rayonnement est pratiquement absorbé à 100 p. 100 dans 2 mm d'iodure de sodium et à ces énergies l'absorption a lieu presque uniquement par effet photoélectrique. Pour l'iode (84,7 p. 100 du poids de NaI) la section efficace Compton, pour des photons de 20 keV, est inférieure à 2 p. 100 de celle de l'effet photoélectrique, il n'y a qu'une probabilité négligeable pour que des photons Compton s'échappent du cristal. Dans nos mesures d'intensités relatives, nous n'avons donc aucune correction de rendement du détecteur à faire. Le temps de résolution du compteur à scintillations à iodure de sodium est de quelques micro-secondes, nous pouvons mesurer sans pertes d'assez fortes intensités et avoir ainsi un faible taux de fluctuations. Nous avons travaillé avec un taux de comptage maximum de 1 500 coups par seconde.

La fente qui précède le détecteur avait une largeur de 2 ou 3,5/100 de millimètre et une hauteur de 1 à 3 mm, selon l'intensité des raies que nous comparions. Pour comparer, par exemple, α_1 à β_1, nous avions la plus petite surface de fente ; cette surface était aug-

mentée pour comparer les petites raies γ à γ_1. Dans tous les cas la fente était assez étroite pour ne pas amener d'élargissement important des raies. La raie β_1 qui est une des plus étroites du spectre L, a une largeur naturelle comprise entre 0,94 et 0,6 UX (8) quand on passe du tantale à l'uranium, ce qui donne avec la dispersion du spectrographe employé une largeur sur le cercle de focalisation de 7,5 à 4,8/100 de millimètre et l'élargissement qui dépend du rapport, largeur de la fente : largeur de la raie sur le cercle de focalisation, n'est alors, selon l'étude de Gokhale (24), que de l'ordre de 10 p. 100.

Dispositif d'entraînement du compteur

La fente solidaire du compteur est entraînée par une vis millimétrique qui la déplace dans le plan tangent au cercle de focalisation. Un moteur synchrone à deux sens de marche assure la rotation de la vis. Le repérage de position se fait à l'aide de disques gradués dont la plus petite division correspond au centième de millimètre. Les réglages sont faits afin que le sommet de la raie se trouve au milieu du banc ; le profil de la raie est décrit par déplacement de la fente dans une petite région entourant cette position. On disposait de plusieurs moteurs ayant des vitesses de 1 tour en 5, 10 ou 15 minutes et assurant donc un déplacement de 1 mm de la fente en ces mêmes temps. Nous avons principalement travaillé à la vitesse de 1 mm en 15 minutes. Nous verrons plus loin que la vitesse doit être choisie en fonction des caractéristiques de l'intégrateur.

Ensemble électronique

L'ensemble électronique comprend :

— une haute tension ;
— un amplificateur précédé d'un préamplificateur ;
— un sélecteur ;
— un intégrateur ;
— un enregistreur.

La haute tension. — C'est une haute tension stabilisée destinée à l'alimentation du photomultiplicateur. La tension utilisée était de 1 150 V.

Préamplificateur et amplificateur. — Le préamplificateur est un montage à cathode asservie (gain de l'ordre de 0,7) permettant une adaptation correcte au câble de liaison qui peut alors être assez long sans atténuer ou déformer le signal.

La bande passante de l'amplificateur allait jusqu'à 2 MHz, nous nous sommes cependant servi d'une bande moins large, 5 kHz, qui donnait un plus grand gain. Les impulsions du photomultiplicateur ont un temps de montée de quelques 10^{-7} seconde et se trouvent alors déformées ; ceci n'a pas une grande importance car nous n'avons à effectuer que du comptage et à un taux limité. Par contre, une augmentation du gain était à rechercher, étant donné la faible hauteur des impulsions. Le gain était d'environ 10 000, on avait alors à la sortie des impulsions de 5 à 15 V.

Le sélecteur. — C'est un sélecteur d'amplitude dont les seuils inférieurs et supérieurs sont réglés afin de ne laisser passer qu'une gamme de hauteur d'impulsion correspondant à celle produite par les raies L de l'élément étudié. Pour cela on place la fente du compteur sur la raie la plus intense du côté des grandes longueurs d'onde ; on trace le spectre correspondant à ce rayonnement monoénergétique en déplaçant une bande étroite du sélecteur ainsi que l'on procède couramment en physique nucléaire pour la spectrographie γ. On répète la même opération pour la raie la plus intense du côté des courtes longueurs d'onde. L'étalement de ces deux spectres permet de déterminer la bande de fonctionnement du sélecteur. Nous nous affranchissons ainsi en grande partie des impulsions parasites et en particulier de celles du bruit de fond du photomultiplicateur.

L'intégrateur. — A la sortie du sélecteur les impulsions sont envoyées dans un intégrateur. Dans cet appareil un circuit accumulateur produit un courant proportionnel au nombre d'impulsions par unité de temps. La linéarité de l'intégrateur a été vérifiée avec un générateur d'impulsions et une échelle de comptage. Ces divers essais montrent que l'erreur introduite par l'intégrateur est inférieure à 0,5 p. 100.

Le circuit accumulateur comportait 4 constantes de temps, 4, 10, 20 et 80 secondes, correspondant au temps de charge du condensateur d'intégration. La charge est exponentielle et on peut considérer la lecture comme correcte au bout de 3 ou 4 fois ce temps. Ces constantes de temps sont choisies en fonction de l'intensité du rayonnement. Pour garder un pourcentage de fluctuations restreint même quand l'intensité est faible, il faut prendre un temps d'intégration assez grand. Ce temps choisi, il faut donner au moteur qui commande le déplacement de la fente du compteur une vitesse telle que l'intégrateur puisse suivre fidèlement les variations d'intensité au cours de ce déplacement. Si on prend un temps d'intégration de 10 secondes on peut admettre que la mesure est correcte au bout de 40 secondes. Les raies les plus étroites ont une largeur de l'ordre du 1/10 de millimètre sur le plan tangent au cercle de focalisation. Il faut que le flanc de la raie, soit la moitié de cette distance, soit décrite en plus de 40 secondes, ce qui fait environ 1 mm en 13 minutes. La vitesse de 1 mm en 15 minutes est donc convenable. Avec un déplacement plus rapide, 1 mm en 10 secondes, les rapports d'intensité de 2 raies ne sont d'ailleurs pratiquement pas affectés, les raies ont leur sommet légèrement aplati mais cela ne diminue que très peu les surfaces.

L'enregistrement des spectres. — L'enregistreur (MECI) mesure des tensions par une méthode d'opposition. Les

tensions s'inscrivent point par point (1 point toutes les 4 secondes) sur le papier qui se déroule. La sensibilité de l'enregistreur sur toute l'échelle est de 10 mV. Le courant produit par l'intégrateur est transformé en tension par un système potientiométrique ; on peut ainsi ajuster cette tension afin d'avoir des courbes aisément lisibles. L'échelle de l'enregistreur peut être parcourue en une seconde, les courbes ne sont donc pas déformées pour la vitesse de déplacement du compteur utilisée.

La largeur du papier est de 25 cm et la vitesse de déroulement de 457 mm à l'heure.

La figure 11 montre un exemple d'enregistrement.

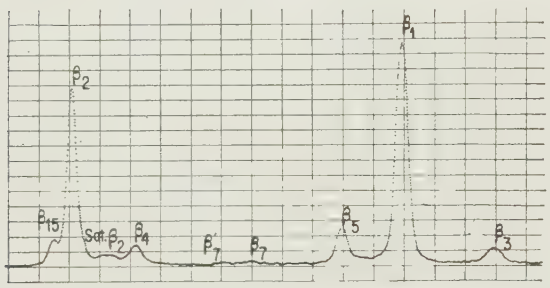

FIG. 11. — *Raies* Lβ *de l'uranium.*

La mesure des surfaces est effectuée à l'aide d'un planimètre, l'erreur introduite est inférieure à 0,5 p. 100 si on parcourt les courbes plusieurs fois.

Corrections

Pour passer des résultats expérimentaux aux vrais rapports d'intensité, il est nécessaire de tenir compte de plusieurs facteurs de correction. Les rapports d'intensité mesurés sont affectés par la variation en fonction de la longueur d'onde :

— de l'absorption du rayonnement entre la surface de l'anticathode et le détecteur ;

— du pouvoir réflecteur du cristal ;

— de l'absorption du rayonnement dans l'anticathode même.

1° Absorption entre l'anticathode et le détecteur. — Avant d'atteindre le détecteur, le rayonnement issu de l'anticathode doit traverser : la fenêtre de béryllium du tube à rayons X (14/100 de millimètre), le cristal de mica (12,5/100 de millimètre en négligeant la variation de parcours avec l'angle de Bragg), 50 cm d'air, la fenêtre de béryllium du scintillateur (1/10 de millimètre).

Les μ/ρ de l'air et du béryllium sont pris dans les tables (27) (62). Victor (61) a mesuré les μ/ρ du mica.

L'absorption est surtout importante dans le mica.

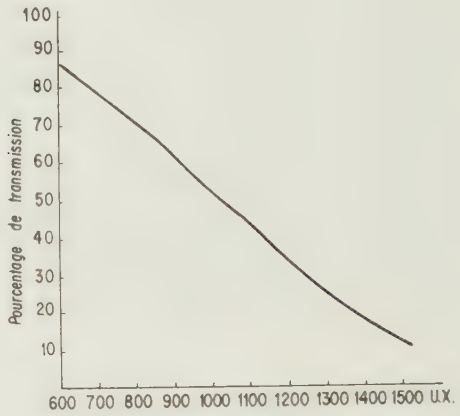

FIG. 12.

La figure 12 montre le pourcentage de rayonnement transmis en fonction de la longueur d'onde. Le tableau donne quelques exemples de correction des rapports (tableau I).

TABLEAU I

	α_2/α_1	β_1/α_1	γ_1/α_1
Ta	1,05	0,49	0,28
Au	1,04	0,6	0,44
Bi	1,03	0,68	0,55
U	1,02	0,79	0,71

2° Pouvoir réflecteur du cristal. — Soit I l'intensité du rayonnement de longueur d'onde λ qui tombe sur le cristal sous l'incidence de Bragg, l'intensité réfléchie est donnée par :

$$I' = e^{-\mu_\lambda x} RI$$

(x : épaisseur traversée dans le cristal).

Le facteur exponentiel concerne l'absorption dont on a tenu compte au paragraphe précédent, R est le pouvoir réflecteur ; il est fonction de la longueur d'onde.

Lind, West et du Mond (37) ont montré que pour un cristal parfait R est donné par la formule :

$$R = \frac{e^2}{mc^2} \frac{d.K}{2 \cos\theta} \frac{|F_H|}{V} \lambda$$

et pour un cristal à structure mosaïque par :

$$R = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{dK^2 a}{\cos^2\theta} \left(\frac{|F_H|}{V}\right)^2 . \lambda^2$$

d est la distance réticulaire des plans réflecteurs, K le facteur de polarisation, F_H le facteur de structure du cristal, V le volume de la maille élémentaire, λ la longueur d'onde et θ l'angle de Bragg. Si θ est petit cos θ est voisin de I, R est alors dans le premier cas propor-

tionnel à λ et dans le second à λ^2. Lind, West et Du Mond ont vérifié qu'un cristal courbé se comportait comme un cristal à structure mosaïque (1), tandis qu'un cristal plan se rapprochait d'un cristal parfait. Leur travail concerne une région de longueurs d'onde (500 à 9 UX) plus courtes que celles des raies L des éléments lourds (1 500 à 600 UX). Cependant à la suite d'autres expérimentateurs (4) (29) (61) nous nous sommes servi de ces résultats pour la correction du pouvoir réflecteur. Le rapport d'intensité mesuré de deux raies de longueur d'onde λ_I et λ_{II}, I'_I/I'_{II} a donc été corrigé par le facteur $(\lambda_{II}/\lambda_I)^2$.

On obtient par exemple les corrections suivantes (tableau II) :

TABLEAU II

	α_2/α_1	β_1/α_1	γ_1/α_1
73 Ta . . .	0,99	1,32	1,78
79 Au . . .	0,98	1,38	1,89
83 Bi . . .	0,98	1,44	2
92 U . . .	0,98	1,6	2,2

3° **Absorption dans l'anticathode.** — Les mesures corrigées comme il vient d'être indiqué, donnent les rapports d'intensité des raies à la surface de l'anticathode. Or, les électrons pénètrent dans la masse de l'anticathode et le rayonnement est produit jusqu'à une certaine profondeur à partir de la surface. L'absorption des photons dans l'épaisseur qu'ils ont à traverser est fonction de la longueur d'onde, on a donc une correction à faire pour passer des précédents résultats aux rapports d'intensité des rayonnements effectivement produits. Il n'est pas possible de calculer rigoureusement ces corrections, des hypothèses simplificatrices doivent être introduites, cf. (18).

On considère que les électrons ont un parcours rectiligne dans l'anticathode et qu'ils perdent continuellement leur énergie. Les rayons X que nous étudions font un angle de 90° avec la direction des électrons incidents. Un photon produit à une profondeur x aura à parcourir, avant d'atteindre la surface, la distance x cotg φ (fig. 13), φ est l'angle que font les rayons X avec la surface de l'anticathode. Le nombre de photons de longueur d'onde λ provenant de la transition $a \rightarrow b$, produits entre x et $x + dx$ et sortant de l'anticathode dans la direction indiquée par la figure, est égal à :

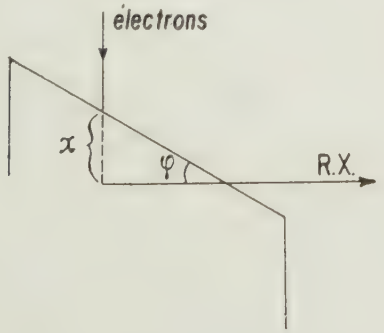

FIG. 13.

$$dN_\lambda = AP(a \rightarrow b)F(E(x), E_a, n_a)e^{-\mu_\lambda x \operatorname{cotg}\varphi}dx \quad II, 1$$

A est un facteur qui tient compte de la géométrie, de l'intensité électronique et du nombre d'atomes par unité de surface entre x et $x + dx$. $P(a \rightarrow b)$ probabilité de la transition qui donne naissance à la raie. $F(E(x), E_a, n_a)$ probabilité d'ionisation, c'est une fonction de l'énergie E des électrons incidents, de l'énergie de liaison E_a des électrons du niveau a et du nombre n_a d'électrons de ce niveau. Nous admettons que E est une fonction de l'épaisseur x traversée. μ_λ est le coefficient d'absorption linéaire du rayonnement dans le corps qui constitue l'anticathode.

L'intégration de II, 1 entre $x = 0$ et $x = x_0$ telle que $E(x_0) = E_a$, nous donne le nombre total de photons sortant de l'anticathode dans la direction considérée :

$$N_\lambda = -AP(a \rightarrow b)\int_0^{x_0} F(E(x), E_a, n_a)e^{-\mu_\lambda x \operatorname{cotg}\varphi}dx. \quad II, 2$$

Quand on compare l'intensité de deux raies d'un même niveau $a \rightarrow b$ et $a \rightarrow c$, la quantité recherchée est le rapport des probabilités de transition :

$$P(a \rightarrow b)/P(a \rightarrow c),$$

il faut pour l'obtenir multiplier les rapports mesurés par $C(a \rightarrow c)/C(a \rightarrow b)$ où C désigne l'intégrale de II, 2.

Pour avoir les probabilités d'ionisation, nous prenons la fonction empirique que Webster, Hansen et Duveneck (63) ont déduite de l'étude de la variation de la probabilité d'ionisation de la couche K de Ag dont nous avons parlé au chapitre premier et dont l'expression analytique est :

$$F(U) = \text{constante} \times \frac{1}{U\left[\left(\frac{\pi}{2 \arccos \sqrt{1/U}}\right)^2 - 1\right]}$$

où U est le rapport E/E_a de l'énergie des électrons à l'énergie du niveau. Pour obtenir E (ou U) en fonction de la pénétration x des électrons nous nous sommes servi des résultats de Tsien San-Tsiang (59) sur le parcours des électrons dans l'air en fonction de l'énergie. Le parcours est inversement proportionnel à la densité du corps traversé d'où on déduit les parcours dans les différents éléments étudiés. Si on a U_0 à la surface de l'anticathode, la distance à laquelle on aura U sera la différence de parcours des électrons d'énergie U_0 et U.

(1) Des mesures récentes (20) donnent pour un cristal courbé une variation du pouvoir réflecteur en $\lambda^{(1,987 \pm 0,022)}$.

Les coefficients d'absorption de rayonnements d'énergie inférieure à l'énergie du niveau L_I n'ont été mesurés (27) que pour quelques-uns des éléments qui nous intéressent (W, Pt, Au, Pb, Bi). Dans les autres cas on les a déduits à partir d'un élément voisin par la formule :

$$\mu_{\text{atomique}} = C(\lambda)Z^4$$

pour les longueurs d'onde supérieures à celle de la discontinuité L_{III}. Comme $\text{Log}\,\mu = \text{Cte} + K\,\text{Log}\,\lambda$ avec approximativement K égal de part et d'autre d'une discontinuité d'absorption, on peut à l'aide des sauts d'absorption déterminer également les μ/ρ pour des longueurs d'onde comprises entre les discontinuités L_I et L_{III}.

Les intégrales :

$$\int_1^{U_0} F(U)e^{-\mu_\lambda x(U)\,\text{cotg}\,\varphi} dU$$

qui remplacent celles de II, 2 après le changement de variable $x \to U$ ont été calculées graphiquement (voir fig. 14).

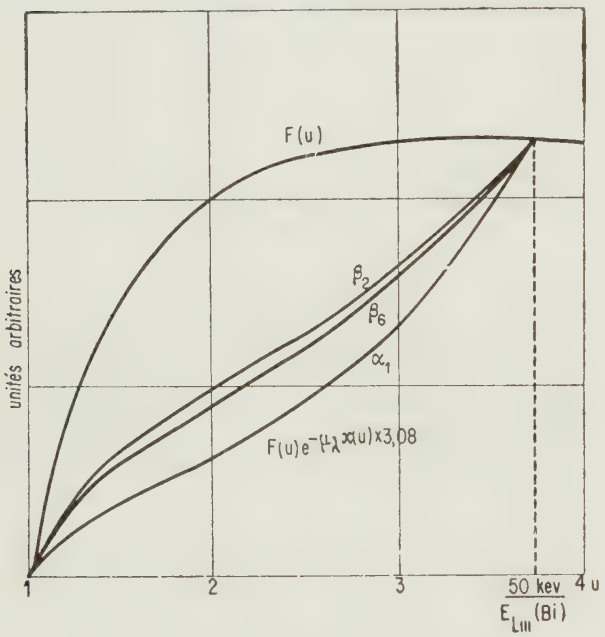

FIG. 14. — *Courbes d'absorption dans l'anticathode pour* BiL_{III}.

Le rapport entre l'intensité qui sort de l'anticathode et l'intensité effectivement produite dans une direction définie par φ est égal à :

$$\frac{\int_1^{U_0} F(U)e^{-\mu_\lambda x(U)\,\text{cotg}\,\varphi} dU}{\int_1^{U_0} F(U)dU} = \frac{C}{K}.$$

La correction à appliquer au rapport d'intensité I_2/I_1 de deux raies 1 et 2 provenant du réarrangement de deux couches L différentes sera : $C_1/K_1 \times K_2/C_2$. Les résultats expérimentaux ainsi corrigés donnent, en principe, les rapports des intensités produites dans toute la masse de l'anticathode. Les intensités relatives de deux raies d'un même niveau sont indépendantes des particularités du montage expérimental (angle de l'anticathode, tension du tube), les intensités relatives de deux raies de niveaux différents dépendent de la tension car les probabilités relatives d'ionisation peuvent varier avec cette dernière. Le tableau III donne quelques exemples de correction.

TABLEAU III

Raies d'un même spectre.

	L_I		L_{II}		L_{III}	
	β_4/β_3	γ_3/β_3	η/β_1	γ_1/β_1	β_6/α_1	β_2/α_1
73 Ta. .	1,06	1,68	1,26	1,38	0,73	0,68
79 Au .	1,05	1,66	1,16	1,36	0,78	0,75
83 Bi . .	1,06	1,15		1,2	0,82	0,79
92 U . .	0,83	0,89	0,84	0,87	0,9	0,85

Raies de spectres différents.

	β_3/α_1	β_1/α_1
73 Ta . .	0,68	0,7
79 Au . .	0,71	0,74
83 Bi . .	0,75	0,76
92 U . .	0,98	1,015

L'importance des corrections diminue quand Z augmente car les rayonnements sont de moins en moins absorbés. On remarque que la correction appliquée au rapport γ_3/β_3 est supérieure à 1 pour les trois premiers corps et inférieure à 1 pour l'uranium ; les raies γ_3 et β_3 se trouvent en effet de part et d'autre de la discontinuité L_{III} dans les trois premiers cas, la raie la plus énergique se trouve alors être la plus absorbée, pour l'uranium γ_3 et β_3 ont toutes deux une longueur d'onde plus courte que la discontinuité L_{III}, c'est donc β_3 qui est la plus absorbée. Des remarques analogues s'appliquent à d'autres rapports d'intensité de raies L_I ou L_{II}.

Ces corrections ne sont qu'approximatives, on n'a pas tenu compte de la diffusion des électrons, on a supposé une relation biunivoque entre la distance parcourue et l'énergie de l'électron. On a de plus admis que toutes les ionisations étaient produites par bombardement électronique, or il y a également photo-ionisation par le rayonnement X continu et par la réabsorption

de certaines raies qui ont une énergie supérieure à l'énergie des niveaux L_{II} ou L_{III}. Il faudrait aussi traiter d'une façon un peu différente la fraction de rayonnement émise à la suite d'une transition Coster-Kronig, les rayons X succédant à une transition :

$$L_I \rightarrow L_{III}M,$$

par exemple, sont en moyenne émis à moins grande profondeur que ceux suivant une ionisation directe de L_{III}.

R. Castaing dans un travail sur l'analyse quantitative à l'aide d'une sonde électronique a repris l'étude du problème de l'absorption dans l'anticathode. Les corrections d'absorption sont déterminées à partir de la courbe expérimentale de répartition en profondeur du rayonnement caractéristique (14). Cette répartition en profondeur est fonction de l'absorption des électrons et de leur énergie. Pour une tension sur le tube nettement supérieure au seuil d'excitation du niveau considéré (environ 4 fois) il a été trouvé que le principal facteur est l'absorption des électrons, la variation de la fonction d'ionisation avec l'énergie intervenant assez peu. Cette méthode de correction est plus juste que celle que nous avons employée car elle est basée sur une connaissance expérimentale de la répartition du rayonnement en profondeur. La courbe de répartition en profondeur varie avec la tension du tube et dans une moindre mesure avec la nature de l'anticathode. Les mesures de Castaing ont été faites à 29 kV pour les raies $K\alpha_1$ de Cu, Cr, Zn et $L\alpha_1$ de Bi. Nous avons travaillé à 50 kV et il n'était pas possible d'utiliser les résultats de Castaing directement, une détermination expérimentale de la répartition du rayonnement caractéristique en profondeur à cette tension serait nécessaire pour avoir une meilleure précision. L'étude de Castaing faisant ressortir l'importance de l'absorption des électrons (diffusion), la méthode que nous avons employée surestime en principe la profondeur d'émission du rayonnement d'où l'importance des corrections.

Pour vérifier si, malgré l'introduction d'hypothèses simplificatrices, les ordres de grandeur des corrections sont valables, nous avons effectué des mesures d'intensité relatives avec des anticathodes faisant divers angles avec la direction de sortie du faisceau. Pour Bi on trouve :

φ	cotg φ	β_2/α_1 non corrigé	Correction calculée	β_2/α_1 corrigé
45°	1	28,1	0,91	25,6
18°	3,08	31	0,78	24,2
9°	6,3	36,6	0,68	24,8

La concordance est bonne entre les trois valeurs corrigées.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats sont groupés dans les tableaux IV, V et VI. Dans le premier on donne les résultats expérimentaux bruts, avec pour seule correction celle éliminant l'absorption du rayonnement entre la surface de l'anticathode et l'entrée du détecteur. Dans le second on tient compte du pouvoir réflecteur du cristal. Dans le troisième les résultats sont corrigés de l'absorption dans l'anticathode.

Les intensités comprennent celle de la raie principale (raie de diagramme) plus celle des bandes satellites qui l'accompagnent. Elles sont rapportées à celle de la raie α_1.

Nos résultats donnent des rapports de nombres de photons alors que, dans les travaux anciens, les intensités relatives sont exprimées sous forme de rapports d'énergie rayonnée. Il faut remarquer que dans les mesures anciennes les rayonnements ont été en général détectés à l'aide d'une chambre d'ionisation et le courant produit par celle-ci était proportionnel à l'énergie absorbée, tandis qu'avec le mode de détection que nous avons utilisé, c'est le nombre de photons entrant dans le détecteur que nous mesurons. Nous avons laissé les résultats sous forme de rapports de nombres de photons car ce sont ces rapports qu'il est intéressant d'analyser.

Il est difficile d'évaluer la précision des mesures étant donné l'incertitude sur la valeur des corrections. Quand on compare deux raies importantes telles que α_1 et β_1 on peut estimer que l'erreur due aux appareils de mesure (défaut de linéarité de l'intégrateur, erreur dans l'évaluation des surfaces, etc.) est de l'ordre de 1 p. 100 ; l'incertitude due aux fluctuations est d'environ 3 p. 100 après une dizaine de mesures. La correction calculée d'absorption dans l'anticathode pour le rapport se situe au voisinage de 25 p. 100, si on admet une erreur de 20 p. 100 dans ce calcul le résultat ne se trouve changé que de 5 p. 100. Il semble raisonnable d'estimer l'erreur à 10 p. 100. Les erreurs sont plus importantes lorsqu'il s'agit de raies faibles car l'incertitude sur la hauteur du fond peut entraîner une erreur sensible sur la surface. Les mesures sont également peu

TABLEAU IV

			73 Ta	74 W	75 Re	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	91 Pa	92 U
l	L_{III}	M_I									4,2				5,3
α_1	L_{III}	M_V	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
α_2	L_{III}	M_{IV}	12,1	11,9	11,8	11,6	12	11,8	11,2	10,7	12,1	11,3	11	11,1	10,8
η	L_{II}	M_I	1,2	1,2	0,9			0,9	1,1	0,9	1,1				0,9
β_1	L_{II}	M_{IV}	49,6	48,8	44,4	42,1	39,2	42,1	41,5	43,1	37	36,9	35,7	25,7	23,7
$\beta_2+\beta_{15}$	L_{II}	$N_{IV'V}$	21,2	22,5	22,2	19,5	21,2	24,8	21,4	24,2	21,2	21,4	24	16,5	21,5
β_3	L_I	M_{III}	9,5	7,1	6,6	6,2	4,5	4,7	5,6	4,3	4,5	3,8	2,7		2,3
β_4	L_I	M_{II}	7	5,7	4,8	4,3	3,5	3,7	3,7	4,1	4	3,8	3,4		3
β_5	L_{III}	$O_{IV'V}$	0,3	0,25	0,6	0,9	1,5	2	2,2	2,6	2,8	3,4			4,5
β_6	L_{III}	N_I	1,3	1,3	1,9	1,3	1,4	1,3	1,3	1,6	1,6	1,7	1,7		1,5
β_7	L_{III}	O_I	0,3	0,2				0,5	0,3	0,4	0,8	1			0,5
β'_7	L_{III}	$N_{VI'VIII}$		0,07				0,22							0,17
β_9	L_I	M_V	0,21	0,19	0,4		0,16	0,23		0,27					0,24
β_{10}	L_I	M_{IV}	0,15	0,17			0,13	0,17		0,14					0,15
γ_1	L_{II}	N_{IV}	5,6	5,7	7,5	8,3	7	7,4	7	7,4	6,5	6,3	8,3	8,2	5,6
γ_2	L_I	N_{II}	0,9	0,9	0,9	1	0,8	1,1	0,5	0,83	0,7	0,7	0,94		0,55
γ_3	L_I	N_{III}	1,4	1,3	1,2	1,3	0,9	1	0,6	0,78	0,7	0,94	1,2		0,6
$\gamma_4+\gamma'_4$	L_I	$O_{II'III}$	0,4	0,4	0,45		0,4	0,4	0,4	0,35	0,3	0,3			0,35
γ_5	L_{II}	N_I	0,2	0,2	0,3	0,3		0,35	0,3	0,35	0,3	0,25			0,2
γ_6	L_{II}	O_{IV}	0,2		0,4	0,7	0,5	0,5	0,7	0,9	1	0,7	1,4		1
γ_8	L_{II}	O_I	0,1	0,04						0,15					

précises lorsque des raies sont plus ou moins confondues, étant donné leur largeur naturelle et l'élargissement dû au spectrographe utilisé, telles β_2 et β_3 du platine et de l'or, β_1 et β_2 du plomb et du bismuth, etc.

Étude de la variation des intensités relatives en fonction de Z

a) **Raies d'un même niveau.** — Les intensités relatives des raies provenant d'un même niveau initial sont indépendantes du mode d'ionisation. Les rapports d'intensité sont dans ce cas égaux aux rapports des probabilités des différents modes de réarrangement radiatif du cortège, préalablement ionisé dans la couche L considérée ; ils sont donc également indépendants des rendements de fluorescence et des coefficients de passage Coster-Kronig.

La plupart des transitions ayant une intensité assez grande pour pouvoir être mesurée sont des transitions dipolaires électriques. Les transitions autres que dipolaires électriques sont beaucoup moins probables et la faible intensité des raies correspondantes est difficile à mesurer, particulièrement à cause du rayonnement X continu qui a une intensité plus grande que ces raies. Nous n'en avons étudié que quelques-unes : β_9, β_{10}, β'_7, β_{17}.

Parmi les problèmes abordés dès les premières mesures des intensités relatives des raies X, figurait l'étude

TABLEAU V

Résultats corrigés pour tenir compte de la variation du pouvoir réflecteur en λ^2, mais non corrigés pour l'absorption dans l'anticathode.

		73 Ta	74 W	75 Re	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	91 Pa	92 U
l	L_{III} M_I									3,2				3,9
α_1	L_{III} M_V	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
α_2	L_{III} M_{IV}	12	11,7	11,7	11,5	11,8	11,5	11	10,5	11,9	11,3	10,7	10,9	10,6
η	L_{II} M_I	1,3	1,3	0,9			1	1,25	1,05	1,3				1,1
β_1	L_{II} M_{IV}	65,5	63,4	64,5	57,6	55	57,4	62,3	60,7	52,5	53,1	55,7	41	37,9
$\beta_2 + \beta_{15}$	L_{III} $N_{IV'V}$	29,7	31,5	31,5	27,7	26,4	34,8	30,4	34,1	29,4	31	35,3	24	31,4
β_3	L_I M_{III}	12,9	9,7	9,1	8,8	6,3	6,7	8,05	6,1	6,4	5,7	4,4		3,7
β_4	L_I M_{II}	9,2	7,3	6,2	5,7	4,8	4,8	5	5,5	5,5	5,2	5		4,4
β_5	L_{III} $O_{IV'V}$	0,5	0,4	0,8	1,4	2,3	3	3,2	4	4,2	5,2			7
β_6	L_{III} N_I	1,7	1,6	2,5	1,8	1,8	1,7	1,7	2	2	2,2	2,2		1,9
β_7	L_{III} O_I	0,5	0,3				0,7	0,5	0,6	1,1	1,5			0,5
β'_7	L_{III} $N_{VI'VIII}$		0,1				0,3							0,25
β_9	L_I M_V	0,4	0,28	0,6	0,6	0,25	0,35		0,4					0,43
β_{10}	L_I M_{IV}	0,22	0,25			0,21	0,25		0,2					0,26
γ_1	L_{II} N_{IV}	10	12,5	13,7	15,4	13,2	13,9	13,4	14,1	12,9	12,6	17,8	17	12,3
γ_2	L_I N_{II}	1,7	1,7	1,7	2	1,6	2,1	1	1,67	1,37	1,5	2,1		1,2
γ_3	L_I N_{III}	2,7	2,5	2,4	2,5	1,8	1,9	1,2	1,6	1,4	2	2,6		1,4
$\gamma_4 + \gamma'_4$	L_I $O_{II'III}$	0,7	0,8	0,9		0,9	0,9	0,9	0,8	0,7	0,6			0,9
γ_5	L_{II} N_I	0,3	0,4	0,5	0,6		0,6	0,8	0,6	0,6	0,5			0,4
γ_6	L_{II} O_{IV}	0,37	0,3	0,7	1,3	1,8	1,2	2,2	1,8	2	1,5	3,2		2,5
γ_8	L_{II} O_I	0,18	0,07						0,3					

des raies de multiplets, c'est-à-dire des groupes de raies qui résultent du passage d'états initiaux ayant la même configuration à des états finaux ayant également une configuration commune. On a ainsi par exemple le triplet $L\alpha_1$, α_2, β_1 qui correspond aux transitions $2p^5 \rightarrow 3d^9$ ou le doublet $L\beta_3$, β_4 qui correspond à $2s^1 \rightarrow 3p^5$. On cherchait en particulier à savoir si la règle de Burger et Dorgelo (10) qui donne, dans le cas des spectres optiques, les intensités relatives des raies de multiplets s'appliquait aussi aux raies X. Il est apparu que dans bien des cas il y avait divergence et que des calculs plus détaillés étaient nécessaires pour rendre compte des résultats expérimentaux.

Quelques calculs théoriques d'intensités de raies du spectre L ont été effectués (35) (40), mais ils ne concernent que les transitions $L \rightarrow M$.

Nous avons porté dans le tableau VII les intensités relatives de chaque spectre L séparément. Les intensités de β_3, β_1 et α_1 sont prises comme références. Ces intensités sont calculées à partir des résultats corrigés donnés dans le tableau VI.

TABLEAU VI

Résultats corrigés (*).

		73 Ta	74 W	75 Re	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	91 Pa	92 U
l	L_{III} M_I									4,1				4,5
α_1	L_{III} M_V	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
α_2	L_{III} M_{IV}	12	11,7	11,7	11,5	11,8	11,5	11	10,5	11,9	11,3	10,7	10,9	10,6
η	L_{II} M_I	1,1	1,1	0,8			0,8	1,1	0,9	1,1				0,9
β_1	L_{II} M_{IV}	45,5	46,3	44,1	50,3	45,5	42,4	45,3	46,4	40	40,5	39,9	41	38,6
$\beta_2 + \beta_{15}$	L_{III} $N_{IV'V}$	20,2	22,2	21,4	23,8	23,2	25,9	22,9	26,8	24	24	28,4	24	26,8
β_3	L_I M_{III}	8,6	6,7	6,1	7,6	4,7	4,7	5,7	4,5	4,8	4,3	3,4		3,7
β_4	L_I M_{II}	6,5	5,3	4,4	4,3	3,7	3,6	3,8	4,3	4,3	4,1	3,3		3,6
β_5	L_{III} $O_{IV'V}$	0,28	0,25	0,53	1	1,7	2,1	2,3	3	3,2	4			5,7
β_6	L_{III} N_I	1,2	1,2	1,8	1,4	1,5	1,3	1,3	1,7	1,7	1,8	1,9		1,7
β_7	L_{III} O_I	0,33	0,21				0,36	0,35	0,5	0,9	1,1			0,42
β'_7	L_{III} $N_{VI'VII}$		0,07				0,16							0,22
β_9	L_I M_V	0,48	0,34	0,5		0,32	0,4		0,5					0,4
β_{10}	L_I M_{IV}	0,26	0,3			0,27	0,3		0,3					0,25
γ_1	L_{II} N_{IV}	9,6	12	12,6	16,2	14,7	13,9	13,3	13,7	12,8	11,6	12,2	17	10,8
γ_2	L_I N_{II}	1,9	1,9	1,3	2,4	1,6	1,8	0,95	1,6	1,3	1,3	1,4		1,05
γ_3	L_I N_{III}	3	2,8	2	3	2,2	2,3	1,5	1,8	1,6	1,7	1,75		1,15
$\gamma_4 + \gamma'_4$	L_I $O_{II'III}$	0,78	0,83	0,7		1	1	1	0,9	0,7	0,6			0,77
γ_5	L_{II} N_I	0,32	0,39	0,5	0,6		0,65	0,5	0,65	0,6	0,45			0,34
γ_6	L_{II} O_{IV}	0,33	0,27	0,58	1,3	1	1,6	0,8	1,8	1,9	1,3	2,2		2,2
γ_8	L_{II} O_I	0,16	0,06						0,28					

(*) Une partie de ces résultats a été publiée antérieurement (25).

SPECTRE L_I

Doublets β_3, β_4 *et* γ_3, γ_2. — La figure 15 montre la variation du rapport d'intensité β_4/β_3 en fonction de Z. Ces raies forment un doublet de spin (état initial $l = 0$, $j = 1/2 : 2s^1$, état final $l = 1$, $j = 1/2$ ou $j = 3/2 : 3p^5$). La règle de Burger et Dorgelo prévoit des intensités proportionnelles au poids statistique $2j + 1$ des niveaux $M_{II}(j = 1/2)$ pour β_4 et $M_{III}(j = 3/2)$ pour β_3. On devrait donc avoir un rapport β_4/β_3 constant égal à $1/2$. On voit que les résultats expérimentaux diffèrent nettement de cette valeur ; ils se rapprochent par contre des valeurs théoriques de Massey et Burhop (40) pour Au et U et de Laskar (35) pour W, Pt, Pb et Bi, qui sont également portées sur la figure. Les calculs de Massey et Burhop et Laskar ont été faits à l'aide de fonctions d'onde hydrogénoïdes relativistes et en tenant compte de l'effet d'écran selon la méthode de Slater. Le calcul relativiste attribue aux fonctions d'ondes des niveaux M_{II} et M_{III} des parties radiales différentes et permet d'expliquer la variation des intensités relatives avec Z et les écarts avec la règle de Burger et Dorgelo.

TABLEAU VII

			73 Ta	74 W	75 Re	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	92 U
L_I	M_{II}	β_4	76	79	72	57	79	77	67	95	90	95	97	97
	M_{III}	β_3	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	M_{IV}	β_{10}	3	4,5			5,8	6,4		6,7				6,8
	M_V	β_9	5,5	5,1	8,7		6,8	8,5		11				11
	N_{II}	γ_2	22	29	21	31	34	38	17	35	27	30	41	29
	N_{III}	γ_3	35	42,5	33	39,5	47	49	26	40	33	40	51	32
	$O_{II,III}$	γ'_4 γ_4	9	12	11,5		21	21	17	20	15	14		21
L_{II}	M_I	η	2,4	2,4	1,8			1,9	2,4	1,9	2,7			2,3
	M_{IV}	β_1	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	N_I	γ_5	0,7	0,8	1,1	1,2		1,5	1,1	1,4	1,4	1,1		0,9
	N_{IV}	γ_1	21	26	28,5	32	32	33	29	30	32	29	30,5	28
	O_I	γ_8	0,35	0,13						0,6				
	O_{IV}	γ_6	0,7	0,6	1,3	2,6	2,2	3,8	1,8	3,9	4,7	3,2	5,5	5,7
L_{III}	M_I	l									4,1			4,5
	M_{IV}	α_2	12	11,7	11,7	11,5	11,8	11,5	11	10,5	11,9	11,3	10,7	10,6
	M_V	α_1	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	N_I	β_6	1,2	1,2	1,8	1,4	1,5	1,3	1,3	1,7	1,7	1,8	1,9	1,7
	$N_{IV,V}$	β_{15} β_2	20,2	22,2	21,4	23,8	23,2	25,9	22,9	26,8	24	24	28,4	26,8
	$N_{VI,VII}$	β'_7		0,07				0,16			0,9	1,1		0,22
	O_I	β_7	0,33	0,21				0,36	0,35	0,5				0,42
	$O_{IV,V}$	β_5	0,28	0,25	0,53	1	1,7	2,1	2,3	3	3,2	4		5,7

Dans un calcul non relativiste les parties radiales des fonctions d'onde d'un doublet sont les mêmes et seules alors les harmoniques sphériques interviennent dans les rapports des probabilités de transition correspondantes qui sont alors indépendantes de Z ; ces harmoniques sphériques étant liées au nombre de situations possibles sur les niveaux, l'application de la règle de Burger et Dorgelo en découle. L'expérience montre la nécessité du calcul relativiste. Les valeurs théoriques et expérimentales indiquent une croissance du rapport d'intensité avec Z, l'écart avec la règle de Burger et Dorgelo est donc d'autant plus important que l'énergie mise en jeu est plus grande. Dans la figure sont également portés les résultats d'autres expérimentateurs. On remarque des divergences assez grandes, cependant les points se placent toujours au-dessus de la valeur 50 p. 100. Notons en particulier que Victor trouve pour l'uranium, l'intensité de β_4 supérieure à celle de β_3, cela doit venir du fait que dans son travail il n'a pas été tenu compte de l'absorption dans l'anticathode. La discontinuité L_{III} de l'uranium se trouve entre β_3 et β_4, la raie de plus grande énergie, β_3, est la plus absorbée, contrairement

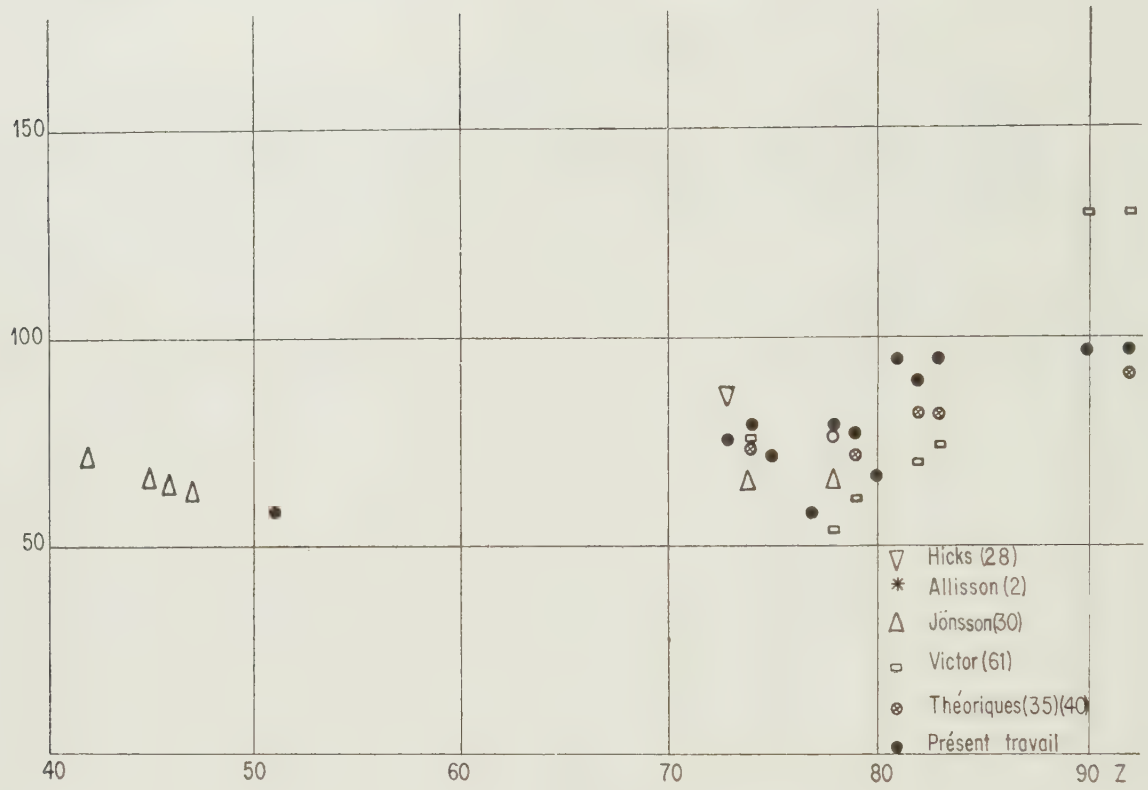

FIG. 15. — L_I — β_4/β_3.

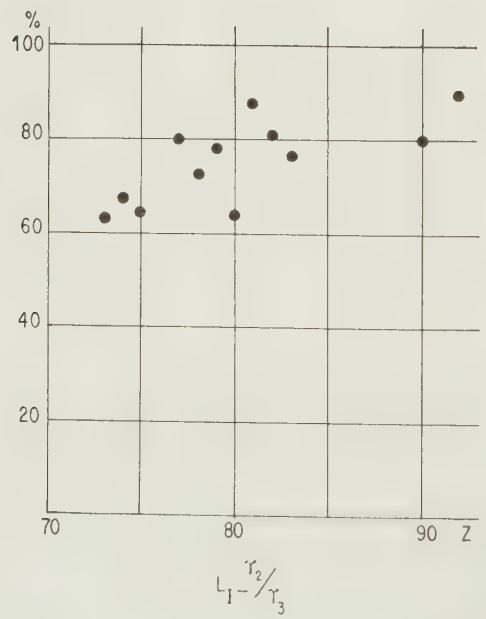

FIG. 16.

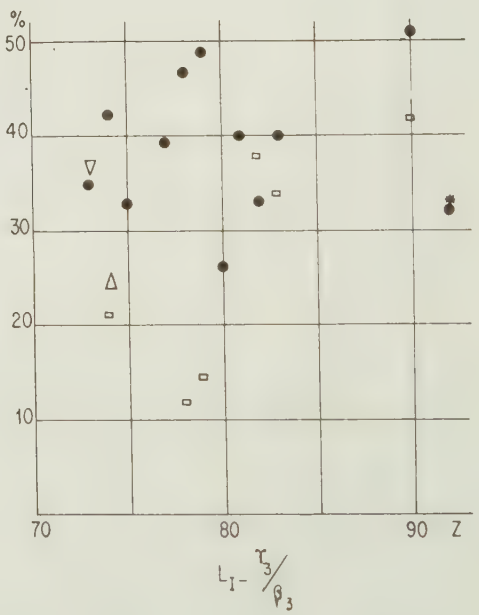

FIG. 17.

à ce qui se passe pour les éléments du tantale au bismuth. Nos valeurs non corrigées concordent d'ailleurs avec celles de Victor, $I\beta_3 < I\beta_4$ pour U.

Les raies γ_2 et γ_3 forment également un doublet de spin qui concerne les niveaux N_{II} et N_{III} ; le rapport d'intensité γ_2/γ_3 varie de façon semblable à β_4/β_3. Les mesures de γ_2/γ_3 sont en principe encore moins précises que celles de β_4/β_3, car ces raies sont moins intenses et sont dans plusieurs cas mélangées, dans l'or par exemple.

La figure 16 montre que les valeurs du rapport sont supérieures à 50 p. 100 et qu'elles croissent avec Z. Si on prend les rapports γ_2/γ_3 non corrigés pour l'absorption dans l'anticathode (tableau V) on trouve pour certains éléments (Pt, Au, Hg, Tl, Pb) les intensités des deux raies plus proches et même il arrive que γ_2 soit plus intense que γ_3. Il se produit le même phénomène que pour β_4, β_3 de l'uranium, dans le cas présent les deux raies se trouvent de part et d'autre de la discontinuité L_{II}. La variation d'absorption de part et d'autre de la discontinuité est assez importante pour renverser parfois même l'ordre des intensités.

Rapport d'intensité γ_3/β_3. — Ce rapport donne pratiquement celui des probabilités relatives de transition $L_I \rightarrow N/L_I \rightarrow M$ (fig. 17).

Transition $L_I \rightarrow O_{II'III}$. — Le doublet γ'_4 ($L_I \rightarrow O_{II}$), $\gamma_4(L_I \rightarrow O_{III})$ étant difficile à séparer, nous avons étudié l'intensité totale de la transition $L_I \rightarrow O_{II'III}$.

Raies quadrupolaires β_9 *et* β_{10}. — Les rapports d'intensité β_9/β_3 expérimentaux sont supérieurs à ceux calculés (35) (40) :

	73 Ta	74 W	75 Re	78 Pt	79 Au	81 Tl	82 Pb	83 Bi	92 U
% exp.	5,5	5,7	8,8	6,9	9	11			11
% calc.		3,7		4,4	4		5	5,5	7

Le calcul donne pour β_{10} une intensité égale à environ 80 p. 100 de celle de β_9 ; expérimentalement on trouve des valeurs comprises entre 60 et 100 p. 100.

SPECTRE L_{II}

Transitions $L_{II} \rightarrow M$. — Les rapports d'intensité η/β_1 ont été mesurés pour presque toute la série des éléments étudiés. Ces deux raies correspondent aux deux seules transitions dipolaires électriques $L_{II} \rightarrow M$. L'intensité relative de la raie quadrupolaire β_{17} ($L_{II} \rightarrow M_{III}$) a été mesurée pour le tungstène. Les valeurs expérimentales du rapport d'intensité η/β_1 sont nettement supérieures aux valeurs théoriques ; les premières se situent autour de 2 p. 100, tandis que les calculs (35) (40) donnent 0,5 p. 100. Pour β_{17}/β_3 du tungstène on a : exp. 0,25 p. 100 ; théor. 0,32 p. 100.

Autres transitions. — Le rapport γ_1/β_1 croît avec Z jusqu'au platine, ensuite le rapport reste à peu près constant (fig. 18).

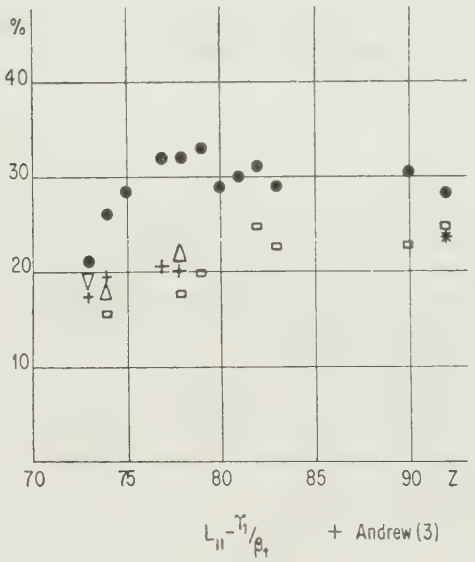

FIG. 18.

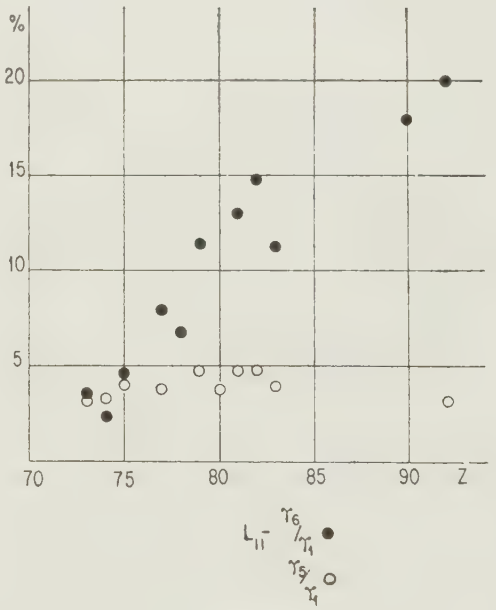

FIG. 19.

γ_5/γ_1 (et γ_5/β_1) (fig. 19) varient peu, alors que γ_6/γ_1 (et γ_6/β_1) croissent en fonction de Z. Ces rapports sont multipliés par 8 environ quand on passe du tantale à l'uranium. La couche $5d$ ($O_{IV'V}$) est complète dans l'atome libre pour le platine, Z = 78, la figure montre que la croissance continue au-delà de cette valeur. La variation est différente de celle qu'on aurait si les rayons X étaient produits par des atomes libres, où une discontinuité apparaîtrait à Z = 78. La croissance

du rapport γ_6/γ_1 traduit l'augmentation de la probabilité de présence des électrons sur la couche $5d$ dans l'état solide.

SPECTRE L_{III}

Transitions $L_{III} \rightarrow M$: α_2/α_1. — La figure 20 montre un bon accord entre les divers points expérimentaux et théoriques, sauf pour l'uranium. La mesure du rapport α_2/α_1 est une des plus précises car les facteurs de correction sont peu importants étant donné la faible différence de longueur d'onde. La principale cause d'erreur vient de la difficulté de bien séparer la partie inférieure des raies ; dans la résolution graphique un certain arbitraire subsiste, ces raies étant dissymétriques du fait des bandes satellites assez intenses du côté des courtes longueurs d'onde.

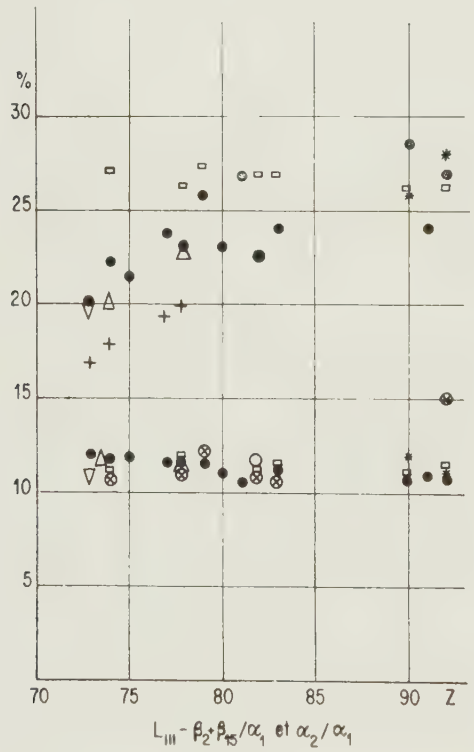

FIG. 20.

Comme autre transition $L_{III} \rightarrow M$, nous avons étudié la raie l du plomb et de l'uranium. On trouve l/α_1 :

	Pb	U
% exp. . . .	4,1	4,5
% théor. . .	2 (35)	3,4 (2) 3,5 (40)

Les transitions $t(L_{III} \rightarrow M_{II})$ et $s(L_{III} \rightarrow M_{III})$ sont très peu probables et les intensités correspondantes n'ont pas été mesurées. Les calculs de Burhop et Laskar donnent pour les rapports de probabilité de réarrangement t/α_1 et s/α_1 des valeurs de 0,2 à 0,3 p. 100.

Autres transitions. — $\beta_{15}(L_{III} \rightarrow N_V)$ est presque confondue avec $\beta_2(L_{III} \rightarrow N_V)$, nous avons donc étudié globalement l'intensité de $L_{III} \rightarrow N_{IV,V}$. Une séparation certainement assez grossière donne pour l'uranium $\beta_{15}/\beta_2 \sim 10$ p. 100. β_2/α_1 croît avec Z (fig. 20). β_5/β_2 (fig. 21) croît dans des proportions semblables à γ_6/γ_1, il s'agit du même phénomène, le remplissage de la couche $5d$. Par contre, on remarque que $\gamma_4/\gamma_3(L_1)$ semble peu varier ; la couche $5p$ est complète, dans l'atome libre, dès 54 Xe.

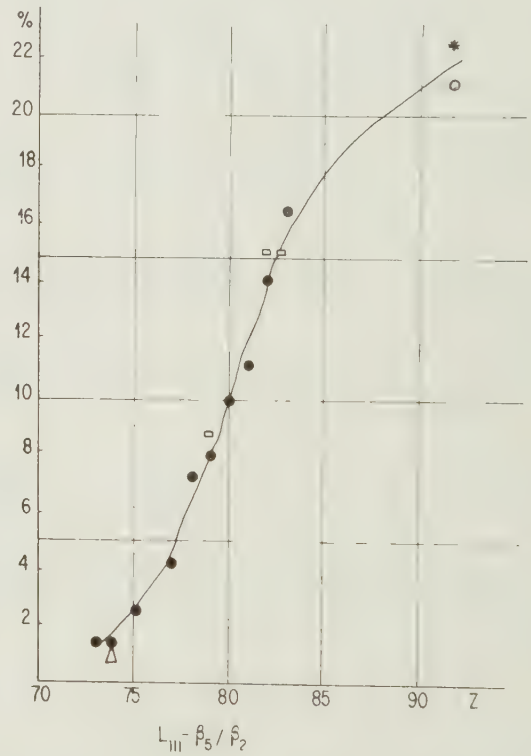

FIG. 21.

Remarques. — Pour les spectres L_{II} et L_{III}, on constate une légère augmentation des rapports de probabilités de transition $L \rightarrow N/L \rightarrow M$ quand Z croît (cf. γ_1/β_1 et β_2/α_1). Pour L_I les erreurs ne permettent pas de conclure mais on peut s'attendre à une variation semblable. La probabilité de transition radiative dipolaire électrique est égale à :

$$\frac{64\pi^4\nu^3 |M|^2}{3hc^3}$$

où ν est la fréquence de la radiation émise et M l'élément de matrice de la transition. Dans le rapport des probabilités de transition $L \rightarrow N/L \rightarrow M$, intervient le terme $(\nu_N/\nu_M)^3$ où ν_N et ν_M désignent respectivement les fréquences des radiations $L \rightarrow N$ et $L \rightarrow M$ considérées. Les termes $(\nu_N/\nu_M)^3$ varient très peu dans la région étudiée, ce sont donc les rapports des éléments de matrice qui varient avec Z. On ne dispose pas de calculs des éléments de matrice de transition $L \rightarrow N$ pour les atomes complexes.

Les intensités relatives de raies appartenant au même niveau L étant indépendantes du mode d'ionisation, les données obtenues par bombardement électronique peuvent être utilisées dans certains problèmes d'interaction noyau-cortège. Pour la conversion interne L par exemple, nous avons vu au chapitre premier que la connaissance des probabilités relatives de conversion $L_I : L_{II} : L_{III}$ pouvait permettre, par comparaison avec les valeurs théoriques, de déterminer la nature et la multipolarité du rayonnement γ converti. On mesure $L_I : L_{II} : L_{III}$ soit par spectrographie magnétique, soit par spectrographie des rayons X de réarrangement. Cette dernière méthode est en particulier employée lorsque la transition nucléaire a une énergie peu supérieure aux énergies de liaison des électrons L, les électrons de conversion sont alors peu énergiques et leur étude est difficile.

Les rayons X émis à la suite de transitions nucléaires sont en général étudiés à l'aide de spectromètres à faible pouvoir de résolution tels que les compteurs à scintillations ou proportionnels accouplés à un sélecteur d'amplitude ou encore par absorption sélective (48). Pour les spectres L des éléments lourds les compteurs proportionnels et l'absorption sélective permettent seulement de séparer les trois groupes de raies α, β, γ. Avec le compteur à scintillations on a encore de moins bons résultats, le spectre L se présente pratiquement sous la forme d'une raie unique. Dans quelques cas particuliers on a étudié les intensités des spectres XL par diffraction cristalline : spectre de Bi émis lors de la conversion du rayonnement de 46,5 keV du RaD (22), spectres de Pu et Np émis lors des désintégrations :

$$_{96}Cm^{242} \rightarrow {}_{94}Pu^{238} \text{ (4)} \quad \text{et} \quad {}_{95}Am^{243} \rightarrow {}_{93}Np^{239} \text{ (29)}.$$

Pour pouvoir employer la diffraction cristalline, des sources très intenses sont nécessaires, de plus, les intensités relatives que l'on peut alors mesurer ne sont aisément interprétables que s'il n'y a qu'un seul rayonnement γ converti, comme c'est le cas pour le RaD. En général on est conduit à utiliser des méthodes de coïncidences pour isoler les rayons X provenant de la conversion d'un γ donné. Le moyen d'analyse des rayons X le plus fin est alors le compteur proportionnel qui donne la répartition des intensités des trois groupes α, β, γ. Pour pouvoir passer de ces données aux intensités relatives $X_I : X_{II} : X_{III}$ des raies des trois niveaux L, il faut connaître la répartition des intensités de chacun des spectres XL entre ces trois groupes. Nous pouvons l'obtenir à partir des intensités relatives que nous venons d'analyser. Il subsiste le problème du passage des rapports $X_I : X_{II} : X_{III}$ aux rapports $L_I : L_{II} : L_{III}$ où interviennent les rendements de fluorescence et les coefficients de passage Coster-Kronig.

b) **Comparaison des intensités rayonnées par les trois niveaux L.** — Au chapitre premier nous avons vu les différents facteurs dont dépendent les rapports d'intensités de raies de niveaux différents. Dans la région que nous étudions plusieurs transitions Coster-Kronig sont possibles, en particulier $L_I \rightarrow L_{III}M_{IV}$ pour $Z > 73$ et $L_I \rightarrow L_{III}M_V$ pour $Z > 78$. Ceci amène une diminution du rendement de fluorescence de L_I et une augmentation du nombre d'ionisations L_{III} ; ces deux effets contribuent à augmenter les intensités des raies L_{III} par rapport à celles des raies L_I. L'importance de ce phénomène est variable suivant la valeur du numéro atomique ; on voit en particulier (tableau VI) que β_3/α_1 diminue de moitié quand on passe du tantale au bismuth.

Plus généralement nous pouvons étudier la variation des rapports $X_I : X_{II} : X_{III}$. Les quantités $X_I : X_{II} : X_{III}$ ont été introduites au chapitre premier ; ce sont les nombres de photons de chacun des trois spectres L émis à la suite du réarrangement de l'atome ionisé dans les couches L, avec des probabilités relatives $u_I : u_{II} : u_{III}$. En effectuant la somme des intensités des diverses raies pour chacun des spectres, nous obtenons des quantités qui sont respectivement proportionnelles à X_I, X_{II}, X_{III} (tableau VIII). Les raies négligées affectent peu les résultats, elles ne représentent que 2 à 3 p. 100 des intensités totales, ce qui est peu important étant donné l'imprécision des mesures.

Les rapports X_{II}/X_I et X_{III}/X_I varient avec Z ; d'après les formules du chapitre premier, on a :

$$X_{II}/X_I = \omega_2/\omega_1[u_{II}/u_I + f_{12}]$$
$$X_{III}/X_I = \omega_3/\omega_1[u_{III}/u_I + f_{23}(u_{II}/u_I + f_{12}) + f_{13}].$$

Nous allons comparer les valeurs expérimentales de ces rapports aux valeurs calculées à partir des données sur les probabilités relatives d'ionisation, les rendements de fluorescence et les coefficients de passage Coster-Kronig.

Nous avons pris pour les rendements de fluorescence et les coefficients de passage Coster-Kronig, les valeurs déterminées par Listengarten (38) à l'aide d'une méthode semi-empirique évoquée au chapitre premier (fig. 7). Pour avoir les probabilités relatives d'ionisation, nous faisons l'hypothèse que les ionisations primaires (c'est-à-dire celles qui ne proviennent pas d'un effet Coster-Kronig) sont toutes produites par bombardement électronique.

Le nombre d'atomes ionisés dans la couche i est donné par la formule I, 5 :

$$n_i = K \int_{E_i}^{E_0} \sigma_i(E)\varphi(E)dE.$$

TABLEAU VIII

		73 Ta	74 W	75 Re	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	92 U
L_I	β_3	8,6	6,7	6,1	4,7	4,7	5,7	4,5	4,8	4,3	3,4	3,7
	β_4	6,5	5,3	4,4	3,7	3,6	3,8	4,3	4,3	4,1	3,3	3,6
	γ_2	1,9	1,9	1,3	1,6	1,8	1	1,6	1,3	1,3	1,4	1,05
	γ_3	3	2,8	2	2,2	2,3	1,5	1,8	1,6	1,7	1,8	1,15
	γ_4	0,8	0,8	0,7	1	1	1	0,9	0,7	0,6	(0,8)	0,8
$\sim X_I$		20,8	17,5	14,5	13,2	13,4	13	13,1	12,7	12	10,7	10,3
L_{II}	β_1	45,5	46,3	44,1	45,5	42,4	45,3	46,4	40	40,5	39,9	38,6
	η	1,1	1,1	0,8	(0,8)	0,8	1,1	0,9	1,1	(1)	(1)	0,9
	γ_1	9,6	12	12,6	14,7	13,9	13,3	13,7	12,8	11,6	12,2	10,8
	γ_5	0,3	0,4	0,5	(0,5)	0,7	0,5	0,7	0,6	0,5	(0,3)	0,3
	γ_6	0,3	0,3	0,6	1	1,6	0,8	1,8	1,9	1,3	2,2	2,2
$\sim X_{II}$		56,8	60,1	58,6	62,5	59,4	61	63,5	56,4	54,9	55,6	52,8
X_{II}/X_I		2,7	3,4	4	4,7	4,5	4,7	4,8	4,5	4,5	5,2	5,1
L_{III}	α_1	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	α_2	12	11,7	11,7	11,8	11,5	11	10,5	11,9	11,3	10,7	10,6
	β_2	20,2	22,2	21,4	23,2	25,9	22,9	26,8	22,4	24	28,4	26,8
	β_5	0,3	0,3	0,5	1,7	2,1	2,3	3	3,2	3,9	(5,7)	5,7
	β_6	1,2	1,3	1,8	1,5	1,3	1,3	1,7	1,7	1,8	1,9	1,7
$\sim X_{III}$		133,7	135,5	135,4	138,2	140,8	137,5	142	139,2	141	146,7	144,8
X_{III}/X_I		6,4	7,7	9,3	10,5	10,5	10,6	10,8	11	11,6	13,7	14

Nous prenons, comme nous l'avons fait pour les corrections d'absorption dans l'anticathode, la fonction empirique de Webster, Hansen et Duveneck (63), en supposant de même que les électrons perdent continuellement leur énergie. On a alors :

$$n_i = K' \int_1^{U_{i0}} F_i(U)\, dU.$$

La fonction $F_i(U)$ a la même forme pour les trois niveaux L à une constante près. U_{i0} est égal à E_0/E_i, E_0 étant l'énergie maximum des électrons, soit dans notre cas 50 keV. Pour déterminer les constantes, nous nous reportons à la formule de Bethe (7) (cf. I, 3) :

$$\sigma_i(E) = \frac{\pi e^4 Z_i}{E E_i}\, b_i \operatorname{Log}\left(\frac{4E}{B_i}\right)$$

qui s'ajuste assez bien avec la fonction empirique. n_i est proportionnel à :

$$\frac{Z_i}{E_i} \int_{E_i}^{E_0} \frac{I}{E} \operatorname{Log} \frac{E}{cE_i}\, dE$$

(le facteur de proportionnalité est indépendant du niveau considéré si on admet comme le montre le calcul de Burhop (11) que b_i est le même pour les trois niveaux et que $B_i = cE_i$:

$$n_i = K' \int_1^{U_{i0}} \frac{I}{U} \operatorname{Log}\left(\frac{U}{c}\right) dU.$$

Les probabilités relatives d'ionisation des trois niveaux L_I, L_{II}, L_{III} sont donc :

$$\frac{2}{E_I} S_I : \frac{2}{E_{II}} S_{II} : \frac{4}{E_{III}} S_{III}$$

où S_I, S_{II} et S_{III} sont égaux à :

$$\int_1^{U_{i0}} F(U) dU.$$

Cette intégration est faite graphiquement.

Dans le tableau IX sont rassemblés les divers éléments du calcul et les résultats expérimentaux. On constate, figure 22, un accord convenable dans la région, Z = 78 à 83. Pour Z = 73, 74, 75 et 90, 92 il y a un écart important entre les points calculés et les points expérimentaux X_{III}/X_I et pour les deux derniers éléments X_{II}/X_I également. Il est probable que cela vient des valeurs utilisées des paramètres de réarrangement ; il y a cependant d'autres causes possibles, en particulier la façon dont sont déterminées les probabilités relatives

TABLEAU IX

	73 Ta	74 W	75 Re	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	90 Th	92 U
ω_1	0,17	0,15	0,135	0,11	0,105	0,105	0,11	0,115	0,12	0,21	0,25
ω_2	0,30	0,31	0,33	0,37	0,39	0,41	0,42	0,44	0,46	0,58	0,54
ω_3	0,21	0,22	0,23	0,27	0,29	0,3	0,32	0,34	0,35	0,44	0,46
f_{12}	0,46	0,34	0,29	0,185	0,17	0,16	0,15	0,15	0,16	0,21	0,15
f_{13}	0,08	0,27	0,4	0,58	0,61	0,615	0,615	0,615	0,61	0,46	0,46
f_{23}											0,08
u_{II}/u_I	1,12	1,12	1,12	1,13	1,13	1,13	1,13	1,13	1,14	1,14	1,14
X_{II}/X_I calc.	2,8	3	3,4	4,4	4,8	5	4,9	4,9	5	3,1	2,6
X_{II}/X_I exp.	2,7	3,4	4	4,7	4,5	4,7	4,8	4,5	4,5	5,2	5,1
u_{III}/u_I	3,05	3,06	3,06	3,2	3,26	3,3	3,36	3,42	3,5	4,1	4,34
X_{III}/X_I calc.	3,9	4,9	5,9	9,3	10,7	11,2	11,5	11,9	12	9,5	9
X_{III}/X_I exp.	6,4	7,7	9,3	10,5	10,5	10,6	10,8	11	11,6	13,7	14

d'ionisation. Les probabilités relatives d'ionisation par bombardement électronique ne sont pas connues avec certitude et de plus il peut y avoir ionisation par les photons du spectre continu et de certaines raies caractéristiques. Cependant, le fait que pour une suite d'éléments il y ait concordance incline plutôt à penser que ce sont les valeurs des rendements de fluorescence et des coefficients de passage Coster-Kronig qui sont la cause des divergences. Pour le rapport X_{III}/X_I, ω_3 étant assez bien connu (la précision est meilleure que 10 p. 100), c'est surtout la valeur donnée à ω_1 qui doit être mauvaise, l'erreur sur f_{13} a peu d'importance car f_{13} est beaucoup plus petit que u_{III}/u_I, enfin f_{23} est négligeable. Pour X_{II}/X_I de Th et U il peut y avoir une erreur sur ω_2 car les transitions $L_{II} \rightarrow L_{III}$ étant possibles à partir du thorium, ceci affecte le rendement de fluorescence ω_2, en outre comme dans le cas précédent l'erreur sur ω_1 intervient et, dans une moindre mesure, celle sur f_{12}. De meilleures déterminations des paramètres de réarrangements seraient donc nécessaires pour $Z \sim 74$ et $Z \sim 92$.

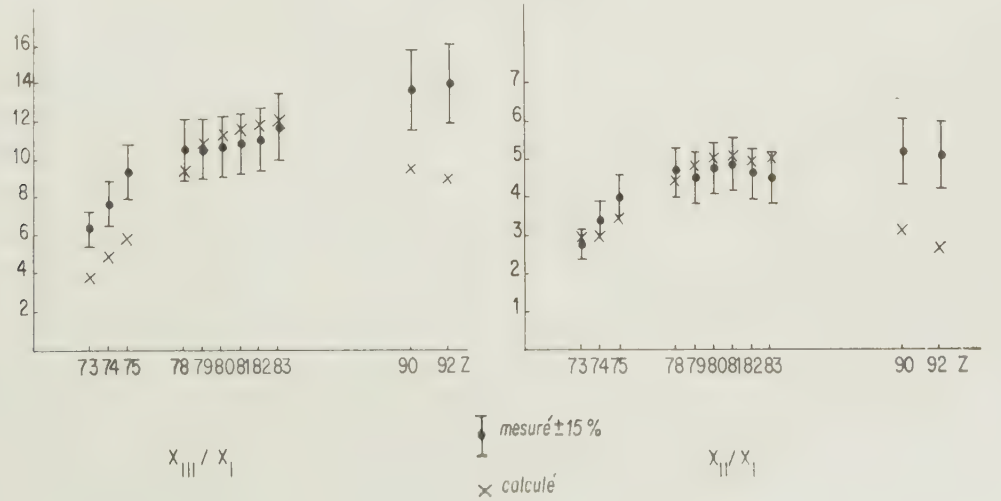

FIG. 22.

CONCLUSION

Les intensités relatives des raies X du spectre L, produites dans un tube à rayons X sous une tension de 50 kV, ont été mesurées pour les éléments suivants : Ta, W, Re, Ir, Pt, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th, Pa *et U. 15 à 20 raies ont été étudiées dans chacun des cas à l'exception de* Pa *où les mesures n'ont porté que sur les 5 raies les plus intenses. Les rayonnements étaient produits dans des cibles épaisses sauf pour* Ir *et* Pa.

Les raies ont été séparées par un spectrographe à cristal courbé du type Cauchois. On a employé pour la détection un compteur à scintillation : INa (Tl) + P. M. 51 AVP. *On s'est servi d'un système d'enregistrement automatique des spectres.*

Une fois effectuées les corrections nécessaires nous obtenons les rapports des nombres de photons émis lors des diverses transitions. Nous avons étudié la variation des intensités relatives des raies X L en fonction de Z. L'existence de trois niveaux L rend nécessaire de séparer cette étude en deux parties :

1° **Intensités relatives des raies d'un même niveau.** — *Elles sont indépendantes du mode d'ionisation, elles traduisent simplement les probabilités relatives des diverses transitions de réarrangement radiatif du niveau excité. Nos résultats ont été comparés aux travaux expérimentaux d'autres auteurs et aux prévisions théoriques. Les calculs relativistes des intensités relatives, effectués pour les transitions* $L \rightarrow M$ *pour quelques-uns des éléments que nous avons étudiés, concordent en général avec les résultats expérimentaux. Les principales caractéristiques dans la région considérée sont une légère croissance avec Z des rapports de probabilités de transition* $L \rightarrow N/L \rightarrow M$ *et une croissance plus nette des intensités des raies* γ_6 ($L_{II} \rightarrow O_{IV}$) *et* β_5 ($L_{III} \rightarrow O_{IV'V}$) *par rapport à celles des raies* $L \rightarrow M$ *ou* N ; *ce dernier phénomène est dû au remplissage des couches externes* $O_{IV'V}$.

Les résultats peuvent être utilisés directement dans certains problèmes de physique nucléaire.

2° **Intensités relatives des raies de niveaux différents.** — *Elles dépendent du mode d'ionisation, des rendements de fluorescence de chaque niveau et des coefficients de passage Coster-Kronig. Dans les éléments lourds les transitions Coster-Kronig peuvent avoir une intensité importante et ont donc une grande influence sur les intensités relatives de raies de niveaux différents. Pour les éléments que nous avons étudiés les probabilités relatives d'ionisation* L_{III}/L_I *varient peu du tantale au bismuth alors que le rapport entre les intensités rayonnées par* L_{III} *et* L_I : X_{III}/X_I *diminue de près de moitié, ceci est lié à la croissance dans cette région des probabilités de transition Coster-Kronig* $L_I \rightarrow L_{III}M_{IV'V}$. *Nous avons comparé les valeurs expérimentales de* $X_{II}\,X_I$ *et* $X_{III}\,X_I$ *avec les résultats des calculs basés sur les données des probabilités relatives d'ionisation, des rendements de fluorescence et des coefficients de passage Coster-Kronig.*

BIBLIOGRAPHIE

(1) ALBRIDGE (R. G.) et HOLLANDER (J. M.). — *Nucl. Phys.*, 1961, **27**, 554.
(2) ALLISON. — *Phys. Rev.*, 1927, **30**, 245 ; 1928, **32**, 1.
(3) ANDREW (V. J.). — *Phys. Rev.*, 1932, **42**, 591.
(4) BARTON (G. W.), Jr., ROBINSON (H. P.) et PERLMAN (I.). — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 208.
(5) BAXTER (J. E.), MATIN (P.) et ROOS (C. E.). — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1960, **5**, 449.
(6) BECKMAN (O.). — *Ark. f. Fys.*, 1955, **9**, 495.
(7) BETHE. — *Ann. Physik*, 1930, **5**, 325.
(8) BLOCHIN (M. A.). — *Physik der Röntgenstrahlen*. Trad. allemande, 1957.
(9) BÖTZKES. — *Zeits. f. Physik*, 1934, **89**, 667.
(10) BURGER et DORGELO. — *Zeits. f. Physik*, 1924, **23**, 258.
(11) BURHOP (E. H. S.). — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 43.
(12) BURHOP (E. H. S.). — *The Auger effect and Other Radiationless Transitions*. Cambridge (G. B.), 1952.
(13) BURHOP (E. H. S.). — *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 625.
(14) R. CASTAING. — Thèse de Doctorat. Publication ONERA. n° 55, 1952.
R. CASTAING et DESCAMPS (J.). — *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 304.
(15) CAUCHOIS (Y.). — *J. Phys. Rad.*, 1932, **3**, 320 ; *Ann. Phys.*, 1934, **1**, 215.
(16) CAUCHOIS (Y.). — *J. Phys. Rad.*, 1944, **5**, 1.
(17) CHURCH et WENESER. — *Annual Review of Nuclear Science*, 1960, **10**, 193.
(18) COMPTON (A. H.) et ALLISON (S. K.). — *X Rays in Theory and Experiment*. Londres, 1935.
(19) COSTER (D.) et KRONIG (L.). — *Physica*, 1935, **2**, 13.
(20) EDWARDS, DU MOND et BOHM. — *Nucl. Phys.*, 1961, **26**, 670.
(21) FRILLEY, GOKHALE et VALADARES. — *C. R.*, 1951, **232**, 50.
(22) FRILLEY, GOKHALE et VALADARES. — *C. R.*, 1951, **232**, 157.

(23) FRILLEY et VALADARES. — *J. Phys. Rad.*, 1957, **18**, 468 ; 1959, **20**, 60.
(24) GOKHALE (B. G.). — *Thèse Paris*, 1950.
(25) GOLDBERG. — *J. Phys. Rad.*, 1961, **22**, 743.
(26) HALL. — *Rev. Mod. Phys.*, 1936, **8**, 358.
(27) *Handbook of Chemistry and Physics*. Cleveland, ed., 1957-1958.
(28) HICKS. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1273 ; 1931, **38**, 572.
(29) JAFFE (H.), PASSEL (T. O.), BROWNE (C. I.) et PERLMAN (I.). — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 142.
(30) JÖNSSON (A.). — *Zeits. f. Physik*, 1926, **36**, 426.
(31) KINSEY (B. B.). — *Canad. J. Res.*, 1948, A **26**, 404.
(32) KLIEVER (W. H.). — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 387.
(33) KÜSTNER. — *Physikal. Zeitschr.*, 1932, **33**, 46.
(34) KÜSTNER et ARENDS. — *Ann. Physik*, 1935, **22**, 443.
(35) LASKAR (W.). — *Thèse Paris*, 1956 ; *Ann. Phys.*, 1958, **3**, 258 ; *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 644.
(36) LEVINGER (J. S.). — *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 556.
(37) LIND (D. A.), WEST (W. J.) et DU MOND (J. W. M.). — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 475.
(38) LISTENGARTEN. — *Izv. Akad. Nauk*, 1960, **24**, 1041.
(39) MCCUE. — *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 163.
(40) MASSEY (H. S. W.) et BURHOP (E. H. S.). — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, **32**, 461.
(41) MASSEY (H. S. W.). — In *Handbuch der Physik*, 1956, **36**, 307.
(42) MASSEY (H. S. W.) et BURHOP (E. H. S.). — *Electronic and Ionic Impact Phenomena*. Oxford, 1952.
(43) MEYER. — *Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern*, 1929, **7**, 108.
(44) MOTT (N. F.) et MASSEY (H. S. W.). — *The Theory of Atomic Collisions*. 2e ed., Oxford, 1949, 243.
(45) MULLER (D. E.), HOYT (H. C.), KLEIN (D. J.) et DU MOND (J. W. M.). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 775.
(46) POCKMAN (L.), WEBSTER (D. L.), KIRKPATRICK (P.) et HARWORTH (K.). — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 330.
(47) RICHTMYER et RAMBERG. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 925.
(48) RIOU (M.). — *Thèse Paris*, 1952.
(49) ROBINSON et CASSIE. — *Proc. Roy. Soc.*, 1926, A **113**, 282.
(50) ROBINSON (B. L.) et FINK (R. W.). — *Rev. Mod. Phys.*, 1960, **32**, 117.
(51) ROOS. — Résultats non publiés donnés par (50).
(52) ROSE. — *Internal Conversion Coefficients*. Amsterdam, 1958.
(53) ROSS (M. A. S.), COCHRAN (A. J.), HUGHES (J.) et FEATHER (N.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **68**, 612.
(54) SIEGBAHN (M.) et MAGNUSON (T.). — *Zeits. f. Physik*, 1935, **95**, 133.
(55) SLIV et BAND. — *Tables de Coefficients de Conversion interne*. Moscou, 1958.
(56) STEPHENSON. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 637.
(57) STOBBE. — *Ann. Physik*, 1930, **7**, 661.
(58) TOMBOULIAN. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1887.
(59) TSIEN SAN-TSIANG. — *Ann. Phys.*, 1944, **19**, 327.
(60) VALADARES (M.) et MENDES (F.). — *C. R.*, 1948, **226**, 1185.
(61) VICTOR (C.). — *Thèse Paris*, 1956 ; *Ann. Phys.*, 1961, **6**, 183.
(62) VICTOREEN (J. A.). — *J. Appl. Phys.*, 1943, **14**, 45.
(63) WEBSTER, HANSEN et DUVENECK. — *Phys. Rev.*, 1933, **43**, 839.
(64) WEBSTER, POCKMAN et KIRKPATRICK. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 130.
(65) WILLIAMS. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 146.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Influence de la structure nucléaire sur la conversion interne

Vu et approuvé :
Paris, le 1er mars 1962.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE.

M. GOLDBERG

Imprimé avec les *Annales de Physique*. *Le Gérant :* G. Masson

DÉPÔT LÉGAL : 1962, 4e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 3888, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 4519. — 11-1962.

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13e Série - Tome 7, 1962